

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL - FACULTÉ DES SCIENCES

Etude de l'interaction (n,p) dans l'état final
au moyen de la réaction $D(n,nnp)$ à 14,1 MeV

THÈSE

présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Neuchâtel
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences

par

CLAUDE LUNKE

physicien diplômé

1970

INSTITUT DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITE DE NEUCHÂTEL

Etude de l'interaction (n,p) dans l'état final au moyen de la

réaction $D(n,nnp)$ à 14,1 MeV

Thèse

présentée à la Faculté des
Sciences de l'Université de Neuchâtel

par

Claude Lunke

Physicien diplômé de l'Université de Neuchâtel



IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

ETUDE DE L'INTERACTION n,p DANS L'ETAT FINAL
AU MOYEN DE LA REACTION $D(n, np)$ à 14 MeV

de M. Claude LUNKE

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel,
sur le rapport de Messieurs les professeurs

J. Rossel, C. Zangger et J.-P. Amiet

autorise l'impression de la présente thèse sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont contenues.

Neuchâtel, le 27 mai 1970

Le doyen: Roger Bach

Prof. R. Bader



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555015_0015

Page. I - Introduction

- 1.1. Introduction
- 1.2. Objectifs de l'étude
- 1.3. Méthodologie
- 1.4. Organisation du document

Page. II - ANALYSE DE LA SITUATION DE DÉPART

- II.1. Contexte de l'étude
- II.2. Description de la situation de départ
- II.3. Identification des problèmes
- II.4. Analyse des causes profondes

Page. III - ANALYSE DE LA SITUATION DE DÉPART

- III.1. Description des résultats obtenus
- III.2. Analyse des forces et faiblesses
- III.3. Analyse des opportunités
- III.4. Analyse des menaces
- III.5. Synthèse de l'analyse

Page. IV - ANALYSE DE LA SITUATION DE DÉPART

- IV.1. Introduction
- IV.2. Description de la situation de départ
- IV.3. Identification des problèmes
- IV.4. Analyse des causes profondes
- IV.5. Analyse des forces et faiblesses
- IV.6. Analyse des opportunités
- IV.7. Analyse des menaces
- IV.8. Synthèse de l'analyse
- IV.9. Conclusion
- IV.10. Annexes

TABLE DES MATIERES

Chap. I - GENERALITES

I.1	Introduction	1
I.2	L'interaction nucléon-nucléon et la réaction $n+d \rightarrow n+n+p$	2
I.3	Bibliographie. (Tableau)	6
I.4	Interprétation théorique des résultats	6

Chap. II - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE ET ACQUISITION DES DONNEES

II.1	Calcul du rendement de l'expérience	8
II.2	Electronique associée à l'expérience $D(n, nnp)$	11
II.3	Contrôles périodiques	18
II.4	Quelques problèmes relatifs au générateur de neutrons de 14 MeV	22

Chap. III - PRESENTATION ET TRAITEMENT DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1	Présentation des résultats expérimentaux	25
III.2	Elimination du bruit de fond	28
III.3	Etalonnage en énergie	32
III.4	Correction de l'efficacité	33
III.5	Problème de la résolution expérimentale	34

Chap. IV - INTERPRETATION DES RESULTATS

IV.1	Introduction	39
IV.2	Factorisation de la fonction d'onde	39
IV.3	Renversement du temps	41
IV.4	Formalisme de Lipmann-Schwinger	41
IV.5	Application au cas de l'interaction nucléon-nucléon dans l'état final	43
IV.6	Longueur de diffusion et portée effective	46
IV.7	Section efficace dans le système du laboratoire	49
IV.8	Section efficace expérimentale absolue	51
IV.9	Essai d'extraction d'une valeur pour a_{np} . Tests de χ^2	52
IV.10	Approximation par le diagramme polaire.	
	Méthode de Komarov-Popova	56

TABLE DES MATIERES (suite)

Chap. V - DISCUSSION ET CONCLUSION

Appendice A. - Cinématique

A I - . . . /

Appendice B. - Espace de phase

B I - . . . I

TABLE DES FIGURES

Fig. 1 Arrangement expérimental.

- 2 Sélection temporelle des événements (schéma de blocs).
- 3 Analyse et codage de l'information (" " ").
- 4 Sélection des événements codés et enregistrement (schéma de blocs).
- 5 Tests électroniques périodiques (schéma de blocs).
- 6 Relation énergie-temps de vol. Choix du domaine temporelle utile des unités électroniques.
- 7 Principe du contrôle de la stabilité de PM.
- 8 Rendements lumineux relatifs du NE 102A et des scintillateurs liquides NE 213, C_6D_6 et C_6H_6 pour e,p,d, α et C.
- 9 Contrôle des taux de comptage. Exemple d'une discontinuité due à un défaut de focalisation.
- 10 Particule α associée. Coupe horizontale du faisceau de neutrons.
- 11 Coupe horizontale du blindage dans la région de la cible.
- 12 Résultats expérimentaux bruts. Diagramme TdV1-TdV2 (32 cx . 32 cx).
- 13 " " " " TdV1-E₃ (" ").
- 14 Mesure de contrôle de 120 heures avec un $\#C_6H_6$. Diagramme TdV1-TdV2 (32 cx . 32 cx).
- 15 Courbe d'efficacité des détecteurs de neutrons.
- 16 Elimination grossière d'événements fortuits. Utilisation de la redondance dans le plan TdV1-TdV2.
- 17 Elimination grossière d'événements fortuits. Utilisation de la redondance dans le plan TdV1-E₃.
- 18 Elimination fine des événements fortuits. Détermination du domaine dans la matrice TdV1-TdV2 où l'information sort du bruit de fond.
- 19 Elimination du bruit de fond dans le domaine déterminé sous 18.
- 20 Spectre entièrement épuré. Projection sur l'axe TdV1 (30°).
- 21a Partie représentative d'une matrice TdV2-E₃ utilisée pour la sélection illustrée par 18.
- 21b Partie représentative d'une matrice TdV2-E₃ utilisée pour la sélection illustrée par 18, dans la région de la ligne élastique.
- 22 Spectres biparamétriques TdV1-E_{d,(p)} et TdV2-E_{d,(p)} pour le C_6D_6 et TdV1-E_p pour le C_6H_6 .

TABLE DES FIGURES (suite)

- Fig. 23 Projection des événements sur les axes TdV1 et TdV2 en 128 cx après élimination complète du bruit de fond.
- 24 Influence de l'amplitude de l'impulsion dans le $\text{#C}_6\text{D}_6$ sur la position du pic de temps de vol.
- 25 Mesure de la pente de conversion des CTA au moyen de diffusion élastique.
- 26 Distribution biparamétrique des événements dans le domaine déterminé sous 18 en 128 cx • 128 cx.
- 27 Projection des événements sur les axes TdV1 et TdV2 en 128 cx, compte tenu de l'efficacité des détecteurs de neutrons.
- 28 Illustration de la façon dont on peut tenir compte de l'extension et de l'épaisseur des détecteurs.
- 29 Effets relatifs de l'extension et de l'épaisseur des détecteurs.
- 30 Distribution des distances de vol pour deux compteurs d'épaisseur a et b.
- 31 Comparaison entre les formes respectives de différents pics expérimentaux de temps de vol.
- 32 Comparaison entre des spectres expérimentaux de diffusion élastique et des spectres calculés.
- 33 Interprétation géométrique de la longueur de diffusion.
- 34 Approximation de Watson. Influence de la longueur de diffusion singulière a_{np} sur la forme du spectre.
- 35 Approximation de Watson. Influence de la portée effective r_0 sur la forme du spectre.
- 36 Courbes de χ^2 .
- 37 Sections efficaces mesurées. Comparaison avec l'approximation de Watson sans correction de l'échelle d'énergie.
- 38 Déplacement d'un canal de l'échelle d'énergie.
- 39 Variation de 3 % de la pente de conversion.
- 40 Allure des événements de matrice donnés par l'approximation du diagramme polaire.
- 41 Section efficace prédite par l'approximation du diagramme polaire.
- 42 Soustraction d'une contribution de 10 % proportionnelle à l'espace de phase.

TABLE DES FIGURES (suite)

Fig. A1 Diagramme des impulsions.

A2 Courbe cinématique et énergies relatives: $E_2^\pm = f(E_1)$, $E_{12}^\pm = f(E_1)$,
 $E_{13}^\pm = f(E_1)$ et $E_{23} = f(E_1)$

A3 Courbe cinématique et énergies relatives: $E_3 = f(E_2)$, $E_{13} = f(E_2)$

A4 Courbe cinématique et énergies relatives: $E_3^\pm = f(E_1)$, $E_{12}^\pm = f(E_1)$,
 $E_{13}^\pm = f(E_1)$ et $E_{23} = f(E_1)$

B1 Espace de phase

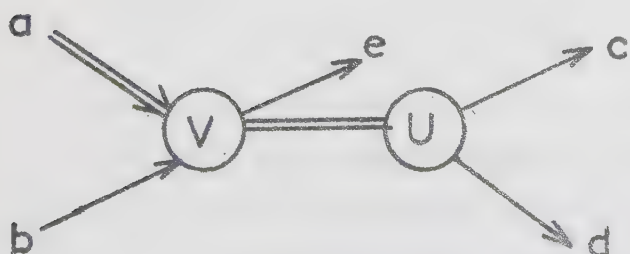
I.1 Introduction

Durant ces dernières années, les problèmes relatifs aux noyaux formés de peu de nucléons, et plus particulièrement le problème à 3 corps, ont suscité un intérêt considérable tant du point de vue de la théorie que de celui de l'expérience.

L'effort expérimental a été rendu possible grâce au développement simultané de l'électronique rapide transistorisée, des analyseurs multicanaux, des calculatrices électroniques et des détecteurs semi-conducteurs. Il s'est poursuivi parallèlement au développement de la théorie dont les succès remarquables ne permettent pourtant pas encore une description aisée des mesures.

Les réactions produisant 3 particules dans le canal de sortie sont intéressantes pour deux raisons. En plus de l'intérêt intrinsèque du problème à 3 corps, elles permettent d'étudier des configurations de particules actuellement inaccessibles par d'autres moyens. En effet, un mécanisme important propre à ces réactions est l'interaction dans l'état final (final state interaction - FSI), qui se manifeste lorsque deux des particules sont émises avec une énergie relative faible.

L'interaction U entre celles-ci se fait alors sentir pendant un temps long comparé au temps que passent l'ensemble des particules dans le volume de l'interaction primaire V , et influence profondément la distribution angulaire des produits de réaction. On peut donc espérer que l'étude de cette distribution apportera des informations sur le potentiel U . Le phénomène peut être illustré par le diagramme suivant :



$$a+b \rightarrow (c+d)+e \rightarrow c+d+e$$

V : interaction primaire

U : interaction entre la paire
c-d dans l'état final.

Ces considérations prennent toute leur valeur lorsque c et d sont des particules qu'on ne peut pas faire diffuser directement les unes sur les autres, comme les neutrons ou les mésons π par exemple. La détermination d'une configuration géométrique favorable mettant en évidence le mécanisme de l'interaction dans l'état final (IEF) pour la réaction $n+d$, fait l'objet de l'appendice A.

I.2 L'interaction nucléon-nucléon et la réaction $n+d \rightarrow n+n+p$

Grâce aux accélérateurs de particules, les caractéristiques expérimentales de la diffusion élastique $p-p$ sont connues avec une grande précision sur un domaine d'énergie s'étendant jusqu'au GeV. La diffusion $n-p$, par contre, est un peu moins facile à étudier parce que des faisceaux collimatés de neutrons monocinétiques sont plus difficiles à produire que des faisceaux de particules chargées. Enfin on ne sait presque rien sur l'interaction $n-n$ puisqu'il est impossible d'avoir une cible ne contenant que des neutrons, les informations les plus directes étant celles qu'on tire de l'interprétation des expériences sur l'interaction dans l'état final. A cet égard, la réaction $n+d \rightarrow n+n+p$ est la première qui vienne à l'esprit.

La technique des faisceaux croisés (colliding beams) pourrait fournir une alternative; malheureusement les flux actuellement disponibles sont encore bien trop faibles, même ceux produits par un réacteur nucléaire. D'autres solutions ont été proposées : l'une d'utiliser les neutrons issus d'une explosion nucléaire souterraine⁽¹⁾; une autre de faire une expérience de diffusion avec des neutrons très lents en état d'apesanteur (pour que les neutrons ne "tombent" pas !), c'est-à-dire dans un satellite sur orbite⁽²⁾.

(1) B.C. Diven dans "Nuclear Structure Study with Neutrons"

(North-Holland Publ. Co, Amsterdam, 1965), p. 441

C.D. Bowman et W.C. Dickinson, UCLRL, rapport No UCRL-7859 (1964) non publié.

(2) Idée rapportée par J.E. Brolley lors de la Conférence sur

l'interaction N-N, Université de Floride à Gainesville, en 1967.

La technique des neutrons "ultra-froids"⁽³⁾, qui permet de contenir ces particules dans une enceinte fermée, permettra peut-être d'envisager d'autres possibilités.

Deux paramètres caractéristiques d'un potentiel donné sont souvent utilisés pour décrire l'interaction nucléon-nucléon à basse énergie (< 15 MeV); ce sont la longueur de diffusion a et la portée effective r_0 . (Une définition précise de ces quantités se trouve dans la partie théorique de ce travail.) La mesure de leur valeur exacte pour chacun des 3 cas possibles permettrait de vérifier ou d'infirmer deux hypothèses essentielles : la symétrie de charge et l'indépendance de charge.

La première de ces hypothèses consiste à admettre que la partie purement nucléaire de l'interaction entre 2 protons est la même pour 2 neutrons. La seconde, plus forte que la première, spécifie que tous les nucléons interagissent entre eux indépendamment de la charge qu'ils portent.

Il faut remarquer que le test de l'indépendance de charge peut déjà se faire si l'on ne connaît que les interactions (p,p) et (n,p), tandis que l'interaction (n,n) doit être connue pour vérifier la symétrie de charge.

L'étude des niveaux des noyaux complexes semble indiquer que l'indépendance de charge est violée de quelques pourcents, alors qu'aucune déviation de la symétrie de charge n'a pu être mise en évidence de façon sûre. La force n-p serait un peu plus attractive que la force entre nucléons identiques, ce qui est très vraisemblable compte tenu de la différence de masse entre les mésons $\pi^\pm$ ($273.1 m_e$) et les mésons π^0 ($264.3 m_e$).

On doit donc s'attendre à ce que les longueurs de diffusion a soient différentes pour les interactions n-n et n-p, prédictions qui semblent confirmées par l'expérience. Actuellement on ne peut encore rien dire sur les portées effectives r_0 , leur détermination étant plus difficile.

(3) Comments on Nuclear and Particle Physics, Vol. 3 fasc. 5 (1969), p. 33

Pour l'interaction (n,p) les valeurs expérimentales sont :

$$a_s = -23,7 \pm 0,07 \text{ fm}$$

$$r_{o,s} = 2,4 \pm 0,3 \text{ fm}$$

$$a_t = 5,38 \pm 0,03 \text{ fm}$$

$$r_{o,t} = 1,71 \pm 0,03 \text{ fm}$$

La longueur de diffusion a_{pp} et la portée effective r_{opp} sont aussi mesurées avec précision :

$$a_{pp} = -7,72 \pm 0,04 \text{ fm}$$

$$r_{opp} = 2,72 \pm 0,10 \text{ fm}$$

Une fois ces paramètres connus, on peut essayer, en supposant la symétrie de charge et en choisissant un potentiel approprié, de séparer les contributions él-mg. des contributions purement nucléaires et de calculer les paramètres correspondants de l'interaction n-n. On obtient selon le modèle choisi les résultats suivants :

- potentiel avec "coeur dur" : $a_{nn} = -16,4 \text{ à } -16,9 \text{ fm}$
- " dépendant de la vitesse : $a_{nn} = -19,3 \text{ fm}$
- " séparable (type Yamaguchi) : $a_{nn} = -18,0 \text{ fm}$

Une détermination expérimentale précise de a_{nn} permettrait donc d'éclaircir ces problèmes.

Les nombreuses expériences réalisées jusqu'ici n'ont pas encore apporté de réponse définitive. Une mesure de a_{nn} par l'intermédiaire de la réaction $\pi^- + d \rightarrow n + n + \gamma$ a donné $a_{nn} = -16,5 \pm 1,3 \text{ fm}$. Compte tenu des incertitudes de l'interprétation théorique, la marge d'erreur indiquée est peut-être trop faible, mais cette valeur est cependant actuellement considérée comme la plus sûre. D'autres expériences conduites depuis 1961 sur les réactions $D(n,p)2n$ et $H^3(n,d)2n$ donnent des résultats incompatibles allant de -14 fm à -24 fm . Un effort est donc nécessaire pour clarifier la situation. C'est dans cette optique que le travail présenté ici a été entrepris.

Les difficultés à résoudre sont de deux sortes. D'une part, seule une expérience dans laquelle tous les paramètres cinématiques sont déterminés (on parlera d'une expérience "complète") peut, à notre avis, apporter des informations précises et univoques. Ce point sera discuté plus loin. Ceci implique la détection simultanée de deux neutrons et il était intéressant de voir dans quelle mesure une telle expérience, à la limite des possibilités techniques, était pratiquement réalisable.

D'autre part, la longueur d'onde des neutrons de 14 MeV est de l'ordre de grandeur du rayon du deuton. Ce dernier est habituellement donné par la relation

$$r_D = \hbar / \sqrt{2MB} = 4,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

où $B = 2,22 \text{ MeV}$ et $M \approx \frac{m_n}{2} \approx \frac{m_p}{2}$ est la masse réduite. Si l'on considère plutôt la distribution de charge dans le deuton, le rayon vaut alors $2,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$. A 14 MeV, la longueur d'onde des neutrons est de $7,7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$. Même si l'on isole un mécanisme particulier par un choix judicieux des angles sous lesquels on place les détecteurs, on rencontre toutefois le problème à 3 corps dans toute sa complexité. Il nous a donc paru nécessaire, avant de mesurer une grandeur inconnue, de voir si un traitement théorique simple permettait d'interpréter les résultats expérimentaux et de retrouver des valeurs connues par ailleurs. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi d'étudier, dans une première étape, l'interaction n-p dans l'état final plutôt que d'aborder immédiatement l'interaction n-n.

Un autre aspect intéressant du problème à 3 particules est la question de l'existence éventuelle des forces à trois corps. Si ces dernières existent, on peut affirmer que leur contribution est certainement très faible, sans quoi elles auraient probablement déjà été mises en évidence. De toute façon la précision statistique des mesures à laquelle on peut s'attendre dans ce type d'expériences avec des neutrons est plutôt réduite; cette question est donc hors du cadre de nos mesures.

I.3 Principaux travaux expérimentaux sur l'interaction dans l'état final en relation avec la mesure des longueurs de diffusion

Pour donner une image plus claire de la situation expérimentale, nous avons groupé dans un tableau les principales publications parues à ce jour. (Tableau I)

I.4 Interprétation théorique des résultats

Grâce aux travaux de Fadeev⁽⁴⁾ et Lovelace⁽⁵⁾, un traitement exact du problème à 3 corps a pu être développé. Cependant, ce formalisme conduit à des équations dont la solution numérique est encore pratiquement impossible, même à l'aide des grandes calculatrices électroniques actuelles. C'est la raison pour laquelle de nombreux travaux théoriques ont pour objet la recherche de situations physiques rendant plausibles des hypothèses simplificatrices qui permettent la résolution de ces équations.

Une autre façon d'aborder le problème a été développée par Aaron et Amado⁽⁶⁾. Leur méthode est basée sur un traitement rigoureux du problème à 3 corps au détriment des détails de l'interaction entre les particules. Cette théorie introduit des grandeurs qui n'ont pas de signification physique très claire. Elle rend toutefois assez bien compte de l'allure globale des résultats expérimentaux. De l'avis même de ses auteurs, elle n'est pas adéquate pour la détermination des longueurs de diffusion.

(4) L.D. Fadeev, Soviet Phys. - JETP 12, 1014 (1961)

(5) C.A. Lovelace, Phys. Rev. 135, B 1225 (1964)

(6) R.D. Amado, Phys. Rev. 132, 485 (1963)

R. Aaron, R.D. Amado et Y.Y. Yam, Phys. Rev. 136, B 650 (1964)

Phys. Rev. Letters, 13, 574 (1964)

Phys. Rev. 140, B 1291 (1965)

R. Aaron et R.D. Amado, Phys. Rev. 150, 857 (1966)

TABLEAU I

a) Expériences incomplètes (une seule particule détectée)

Réaction	Auteurs	Référence	Energie	Résultat	Approximation utilisée
D(n, p)2n	K. Ilakovac et coll.	PR 124 (1961)-1923	14,4 MeV	$a_{nn} = -22 \pm 2$ fm	Born + FSI (n,n)
D(n, p)2n	K. Ilakovac et coll.	NP 43 (1963)-254	14,4 MeV	$a_{nn} = -22$ fm	Born + FSI (n,n) et (n,p)
D(n, p)2n	M. Cerineo et coll.	PR 133 (1964)-B948	14,4 MeV	$a_{nn} = -21,7 \pm 1$ fm	Born + FSI (n,n)
D(n, p)2n	D. Rendić et coll.	Glasnik Mat.fiz.Astron. 19 (1964)-276	14,4 MeV	$a_{nn} = -22,9 \pm 1$ fm	----
D(n,p)2n	V. K. Voitovetskii et coll.	NP 69 (1965)-513	13,9 MeV	$a_{nn} = -23,6^{+1,6}_{-2,0}$ fm	Sommation de diagrammes
H ³ (n,d)2n	V. Ajdačić et coll.	PRL 14 (1965)-442	14,4 MeV	$a_{nn} = -18 \pm 3$ fm	Born + FSI
H ³ (d,H ³)2n	E. Baumgartner et coll.	PRL 16 (1966)-105	32,5-40,2 MeV	$a_{nn} = -16,1 \pm 1,0$ fm	Watson
H ³ (d,t)2p			29,8 MeV	$a_{pp} = 7,41^{+0,61}_{-0,67}$ fm	Watson
D(n,p)2n	E. Bar-Avraham et coll.	NP B1 (1967)-49	14 MeV	$a_{nn} = -14 \pm 3$ fm	Impulse approx. + Born
D(p,n)2p					
D(n,p)2n	R. J. Slobodrian et coll.	PL 27B (1968)-405	20 MeV	$a_{nn} = -16,7^{+2,6}_{-3,0}$ fm	Watson

b) Expériences complètes

Réaction	Auteurs	Référence	Energie	Résultat	Approximation utilisée
D(p,2p)n	R.E. Warner	PR 132 (1963)-2621	18,2 MeV	-	KWC et Frank-Gammel
D(p,2p)n	R.J. Griffiths, K.M. Knight	NP 54 (1964)-56	50 MeV	-	KWC
D(p,2p)n	S.M. Bunch et coll.	RMP 37 (1965)-528	31 MeV	-	KWC
D(p,2p)n	I. Šlaus et coll.	PL 23 (1966)-358	46 MeV	-	KWC-Watson-Born
D(p,2p)n	W.D. Simpson et coll.	NP A103 (1967)-97	9,0 et 10,5 MeV	-	Phillips-Griffy-Biedenbarn (1)
D(p,2p)n	A. Niieler et coll.	PR 182-4 (1969)-1083	6,5 à 13 MeV	$a_{np} = -23,9 \pm 0,8$ fm	Phillips-Griffy-Biedenbarn
D(p,2p)n	H. Jeremie et T. Grandy	NP A132 (1969)-571	5 à 10 MeV	$a_{np} = -24 \pm 1,2$ fm	Watson
p(D,2p)n	P.F. Donovan	RMP 37 (1965)-501	21,1 MeV	$a_{np} = -23,8 \pm 0,5$ fm	Watson (triplet(n,p)négligé)
		BAPS 13 (1968)-567			Phillips-Griffy-Biedenbarn
p(D,2p)n	H. Brückmann et coll.	PL 24B (1967)-649	51,5 MeV	$a_{np} = -19 \pm 2,5$ fm	Watson-triplet(n,p)négligé
p(D,2p)n	B. Kühn et coll.	NP A120 (1968)-285	14 MeV	-	Diagramme polaire
D(n,2n)p	C. Perrin et coll.	(2)	14,5 MeV	$a_{nn} = -25 \pm 3$ fm	Watson
		(3)	14,5 MeV	$a_{nn} < a_{np}$	Watson
D(n,2n)p	H. Grässler et R. Honecker	NP A136 (1969)-446	14,1 MeV	$a_{nn} = -16,2 \pm 2,2$ fm	Born + FSI (n,n)
				$a_{nn} = -24,3$ fm	Watson
D(n,2n)p	B. Zeitnitz et coll.	PL 28B (1969)-420	18,5 MeV	$a_{nn} = -16,4 \pm 2,9$ fm	Watson

(1) Approximation P-G-B : NP 21 (1960)-327

(2) Few Body Problems, light nuclei and nuclear interactions, eds. G. Paic et I. Šlaus (1968) - Vol II, p. 853

(3) Three Body Problems in nuclear and particle physics, eds. J.S.C. McKee et P.M. Rolph (1969) - p. 26

Enfin, parmi les théories extrêmement simplifiées et plus anciennes qui ne décrivent qu'un aspect particulier du problème à 3 corps et qui sont généralement utilisées pour l'interprétation des mesures, on peut citer celles de Watson⁽⁷⁾ - Migdal⁽⁸⁾ pour l'interaction dans l'état final et de Kuckes-Wilson-Cooper⁽⁹⁾ pour les processus quasi-élastiques.

(7) K.M. Watson, Phys. Rev. 88, 1163 (1952)

(8) A.B. Migdal, Soviet Phys. - JETP 1, 2 (1955)

(9) A.F. Kuckes, R. Wilson et P.F. Cooper, Jr.,
Annals of Physics 15, 193 (1961)

Chap. II - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE ET ACQUISITION DES DONNEES

II.1 Calcul du rendement de l'expérience

Après avoir déterminé un couple d'angles favorables pour la mesure (voir appendice A), il est nécessaire d'effectuer un calcul approximatif donnant une idée des taux de comptage auxquels on doit s'attendre et aidant ainsi à fixer les autres paramètres de l'expérience encore libres. Les considérations cinématiques de l'appendice A montrent qu'il est indispensable de mesurer au moins l'énergie et l'angle d'émission de deux des particules. D'où deux cas sont théoriquement possibles :

- a) on détecte le proton et un neutron;
- b) on détecte les deux neutrons.

Le cas a) présente les avantages propres à la détection d'une particule chargée au moyen d'un détecteur semi-conducteur, soit une efficacité de 100 % et une excellente résolution en énergie. Malheureusement ceci suppose une cible deutérée de faible épaisseur et on se rend rapidement compte que le rendement de la mesure est trop faible pour qu'on puisse envisager cette solution. De plus, les particules chargées rendent indispensable la construction d'une "chambre à réactions" dans laquelle on puisse faire un vide poussé.

Le cas b), bien qu'il implique un rendement de l'ordre de 10 à 20 % pour la détection des neutrons et une résolution énergétique moins bonne, autorise cependant l'emploi d'une cible beaucoup plus épaisse. Cet avantage compense largement la faible efficacité de détection et rend en fait la mesure possible. En effet, on peut alors utiliser un scintillateur de benzène deutéré épais (C_6D_6) servant à la fois de cible pour les neutrons incidents et de détecteur pour les protons de la réaction. On mesure donc du même coup un paramètre cinématique supplémentaire (E_3). Bien que la résolution en énergie soit réduite, cette redondance permet une discrimination plus poussée du bruit de fond. C'est donc ce dernier cas que nous avons choisi.

D'autres contraintes expérimentales sont encore à considérer. La première provient de la méthode du temps de vol utilisée pour la mesure de l'énergie des neutrons. Il s'agit de trouver le meilleur compromis entre deux impératifs contradictoires : le rendement global de l'expérience et la résolution en énergie. Cette dernière, qui détermine la qualité de la mesure, implique des détecteurs dont l'épaisseur est petite vis-à-vis de la distance de vol D , et dont les dimensions latérales sont suffisamment faibles pour que la dispersion des temps de collection de la lumière produite par les scintillations soit négligeable.

Le rendement de l'expérience, qui détermine la durée de la mesure, exige au contraire des détecteurs épais soustendant de grands angles solides, ce qui a pour effet d'élargir le domaine cinématique sur lequel doivent s'accumuler les événements à mesurer.

Un compromis acceptable est donné par le choix suivant :

- Détecteurs de neutrons : plaque de plastique NE 102A de 15 cm x 15 cm x 4 cm, dont l'efficacité de détection avec un seuil approprié est voisine de 20 % pour des neutrons de 4 MeV.
- Cible : scintillateur liquide C_6D_6 sphérique de 4 cm de diamètre.
- Distance de vol : $D = 120$ cm.

Dans ces conditions les détecteurs de neutrons soustendent un angle solide de $1,56 \cdot 10^{-2}$ stéradian ($\pm 3,5^\circ$). La résolution temporelle mesurée est de l'ordre de 2,3 ns, ce qui correspond pour des neutrons de 4 MeV à une résolution d'environ 10 % en énergie. Ces données sont résumées dans la fig. 1.

Une seconde contrainte est imposée par la nécessité de blinder l'accélérateur pour éviter un rayonnement trop intense dans les salles voisines et pour atténuer le flux direct de neutrons de 14 MeV sur les détecteurs de neutrons. Le flux maximum qu'on peut produire au moyen de la réaction $d+T \rightarrow \alpha+n+17,586$ MeV est limité par la puissance dissipée sur la cible de titane tritié par les deutons incidents de 150 keV et décroît comme $\frac{1}{r^2}$.

D'autre part le meilleur blindage sera le plus épais ! Les cibles tritiées à disposition, refroidies à l'eau, produisent un flux total d'environ $3 \cdot 10^8$ n/sec pendant approximativement 6 heures, pour un même point d'impact du faisceau de deutons et pour un courant variant de 4 à 6 μ A. Comme la distribution angulaire des neutrons de 14 MeV est quasi isotrope, l'exigence d'un flux de $5 \cdot 10^4$ n/s sur le scintillateur C_6D_6 ($\phi = 4$ cm) permet une épaisseur de blindage de 75 cm au maximum. Compte tenu de l'encombrement du système de refroidissement de la cible de Ti-T et du support du photomultiplicateur associé au C_6D_6 , nous avons finalement la place pour 50-60 cm de matière (voir fig. 1). Nous reviendrons plus loin sur les problèmes posés par les cibles de Ti-T et le blindage.

La section efficace différentielle pour la réaction étudiée est la dernière quantité qui manque encore pour le calcul du rendement. Elle n'a jamais été mesurée jusqu'à présent, mais, étant donné que notre calcul n'est destiné qu'à donner un ordre de grandeur, nous l'estimerons à partir de la section efficace totale qui est connue. Cette dernière vaut environ 180 mb (rapport UCRL 6141 T). Nous ferons alors l'hypothèse de travail que les produits de réactions sont émis de façon isotrope dans la demi-sphère avant. Le nombre N d'événements ($n, 2n$) détectés sera donné par :

$$N = N_i \cdot n \cdot d \cdot \sigma_t \cdot \frac{d\Omega_1}{2\pi} \cdot \frac{d\Omega_2}{2\pi} \cdot \eta_1 \cdot \eta_2$$

avec : N_i = flux de neutrons de 14 MeV = $5 \cdot 10^4$ neutrons/s

n = nb de noyaux de deutérium par cm^3 dans la cible C_6D_6

$$= 4,05 \cdot 10^{22}$$

d = épaisseur de la cible C_6D_6 = 3,2 cm (on la considère comme un cube de 33 cm^3 de volume)

σ_t = section efficace totale de la réaction ($n, 2n$) $\approx 180 \cdot 10^{-28}$

$d\Omega_{1,2}$ = angle solide soustendu par les détecteurs de neutrons

$$= 1,56 \cdot 10^{-2}$$

$\eta_{1,2}$ = efficacité des détecteurs de neutrons ≈ 20 % pour E_n

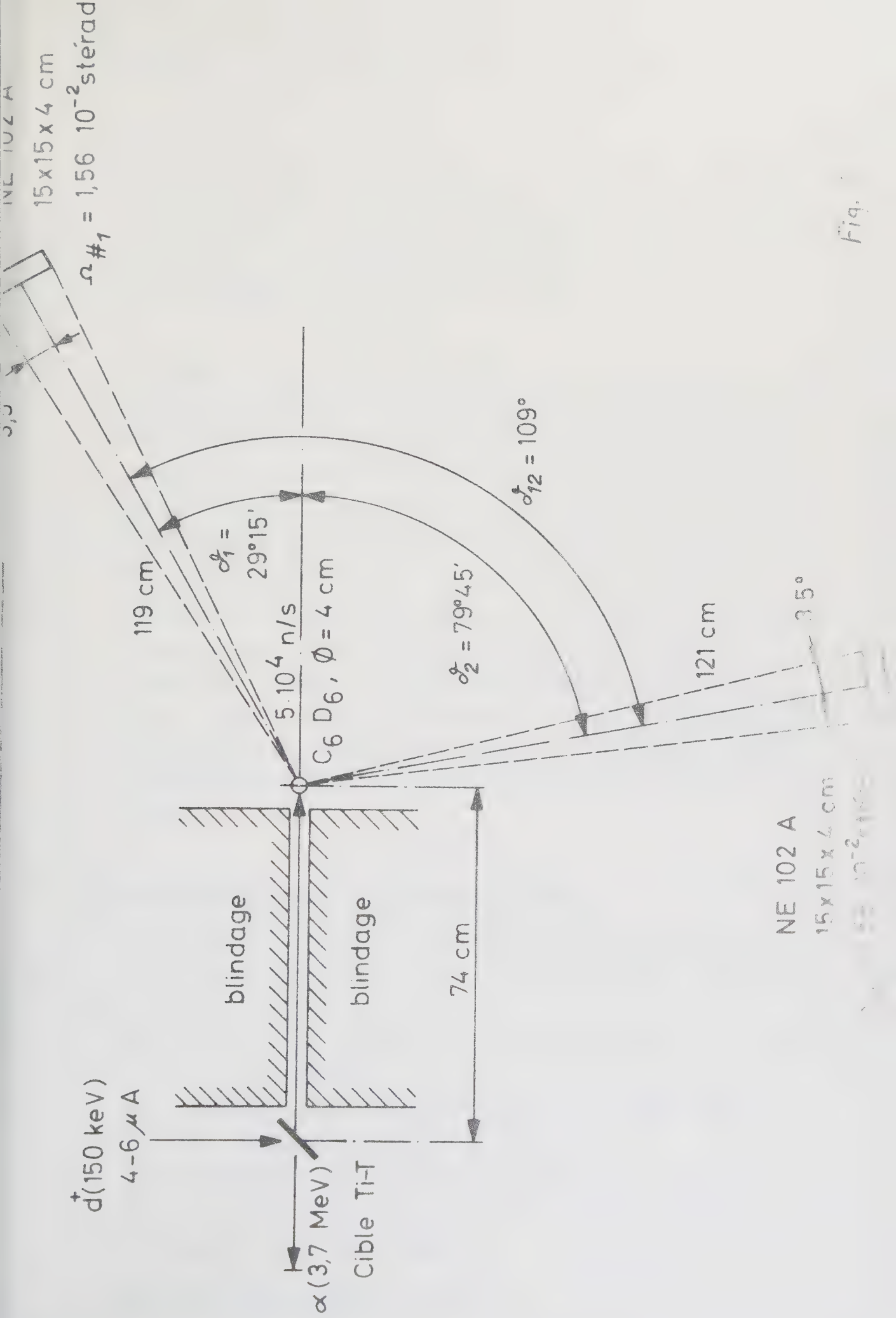


Fig.

En effet, $\sigma_t \cdot \frac{d\Omega_1}{2\pi}$ est la probabilité qu'un des neutrons aille dans la direction Ω_1 , la direction de l'autre neutron restant indéterminée. Si l'on impose une direction Ω_2 pour ce dernier, il faut encore multiplier par $\frac{d\Omega_2}{2\pi}$. Tous calculs faits, on trouve :

$$N \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

autrement dit 3 événements enregistrés pour 10'000 s, soit un événement pour 3400 s, soit encore un peu plus d'un événement par heure ! Pour avoir une statistique acceptable, en espérant que le spectre expérimental présente une structure marquée, il faudra donc que la mesure dure au moins un millier d'heures ! Grâce à la fiabilité de l'électronique transistorisée et des générateurs de neutrons de 14 MeV, une mesure de cette durée est concevable, bien que délicate.

La réalisation pratique d'une électronique adaptée à une telle expérience a fait l'objet de la thèse de doctorat de E. Graf⁽⁹⁾. C'est pourquoi nous éviterons d'entrer dans les détails qui figurent déjà dans ce travail. Nous nous contenterons, dans les paragraphes suivants, de décrire les caractéristiques principales du dispositif utilisé et de mettre en évidence les précautions imposées par la durée de l'expérience.

II.2 Electronique associée à l'expérience $n(D,p)2n$

Pour faciliter la compréhension du schéma de bloc, nous l'avons divisé en quatre parties selon les fonctions que remplissent les différents éléments, à savoir :

fig. 2 a) Sélection temporelle des impulsions fournies par les photomultiplicateurs

fig. 3 b) Analyse et codage des 3 grandeurs physiques formant un événement possible et enregistrement

fig. 4 c) Sélection en amplitude (digitalisée) des événements

fig. 5 d) Tests périodiques de l'ensemble de l'électronique

(9) E. Graf, ZAMP 20, fasc. I, 113

Sélection temporelle des événements.

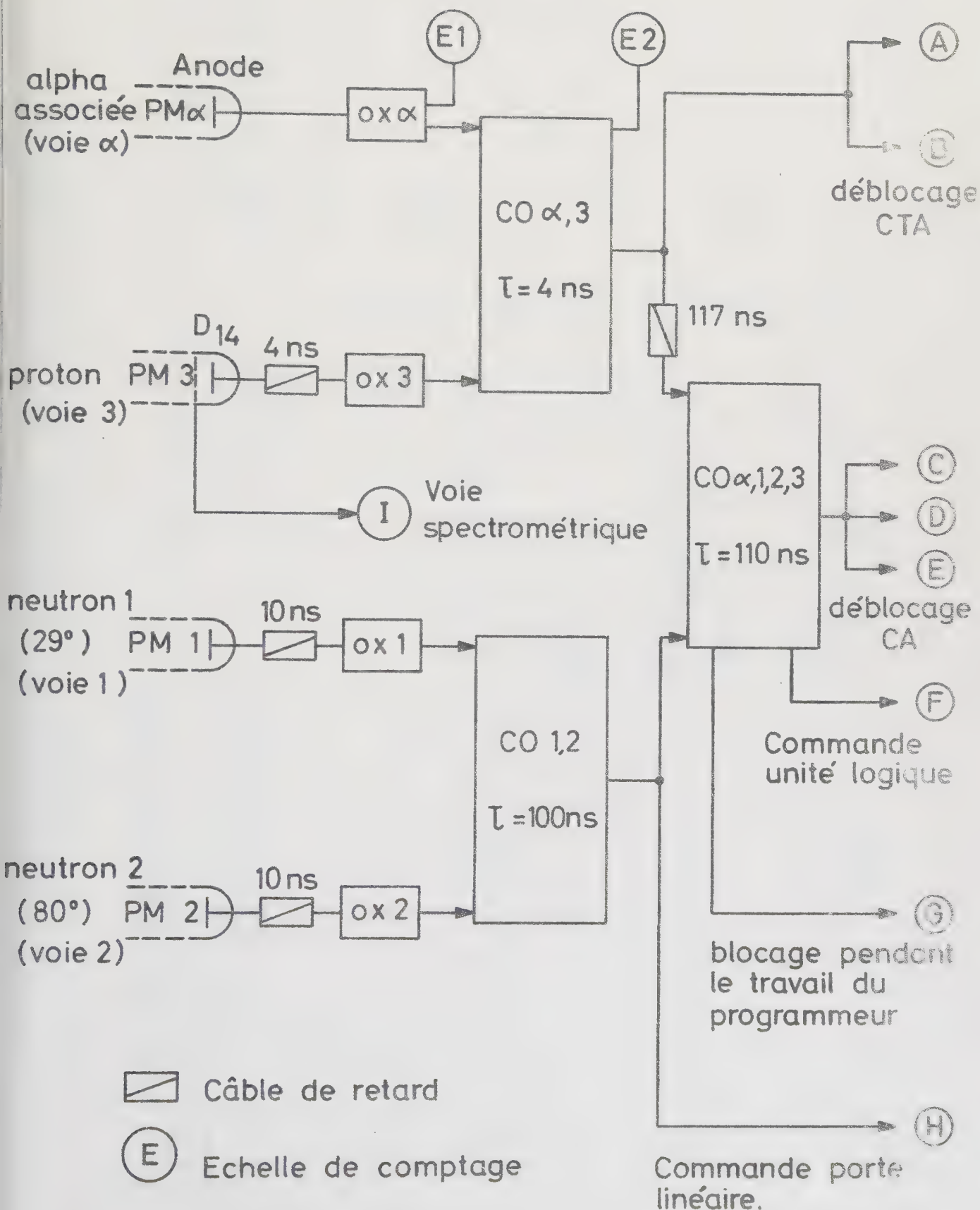
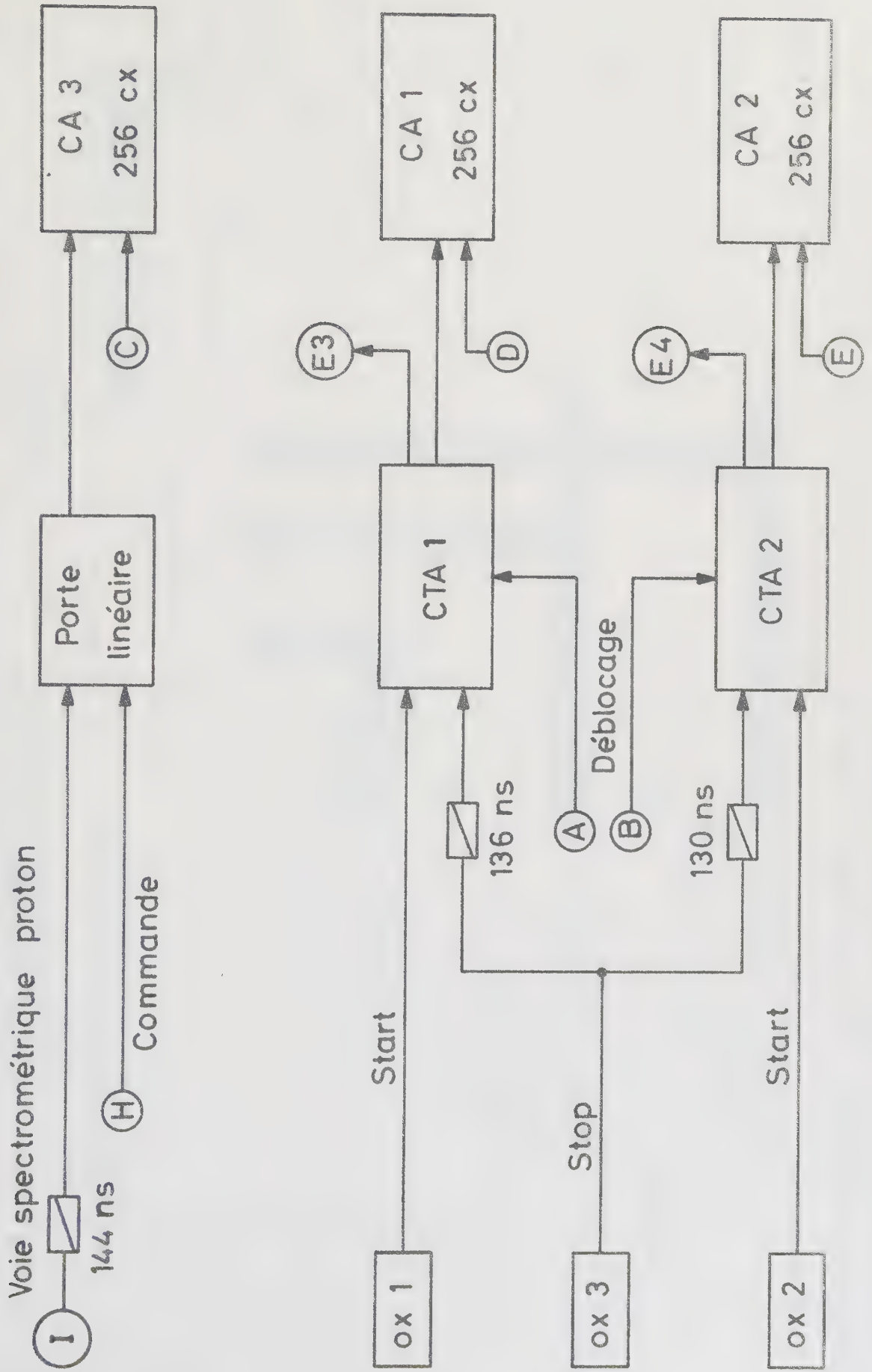
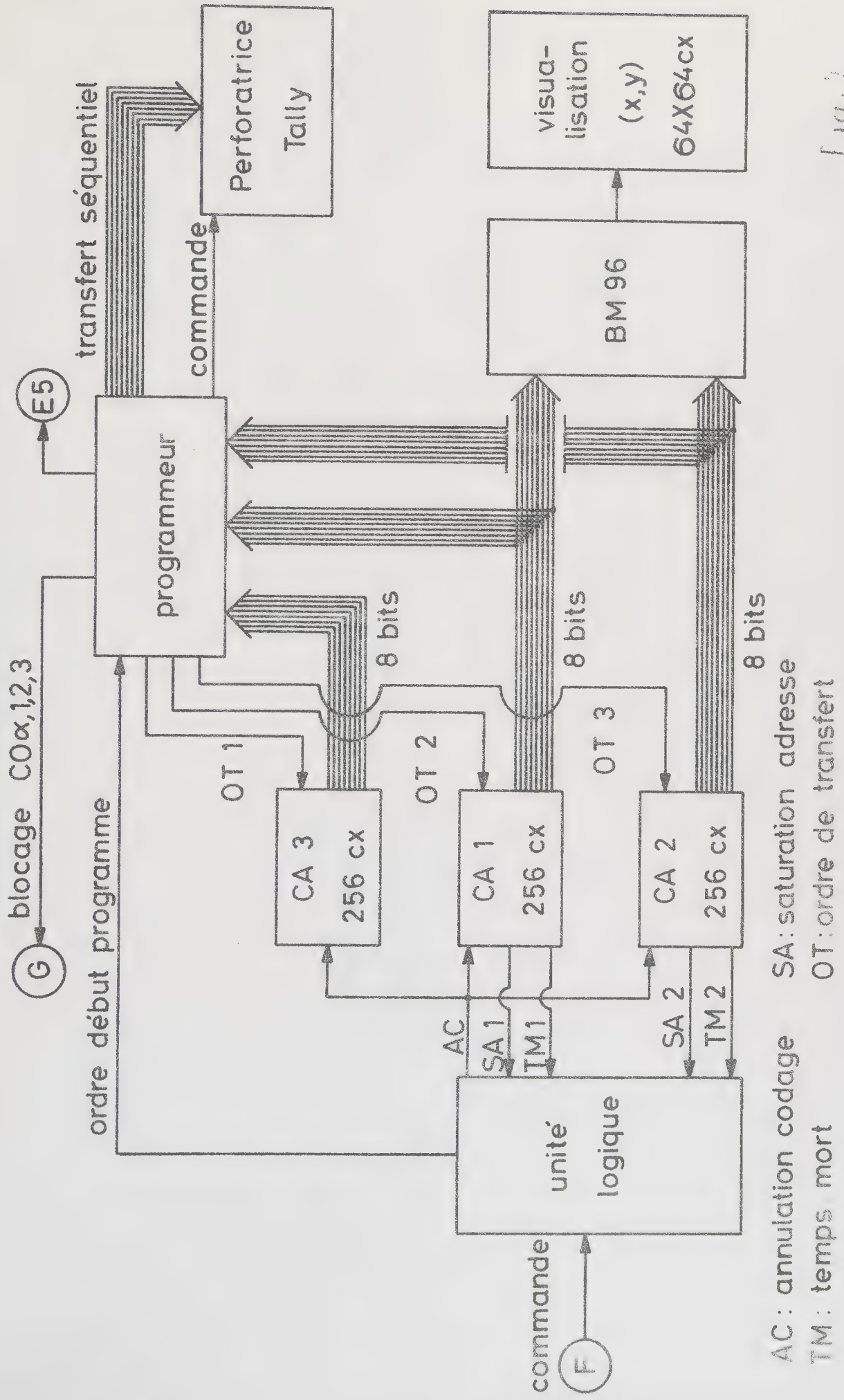


Fig. 2

Analyse et codage de l'information.



Sélection des événements codés et enregistrement.



Tests électroniques périodiques.

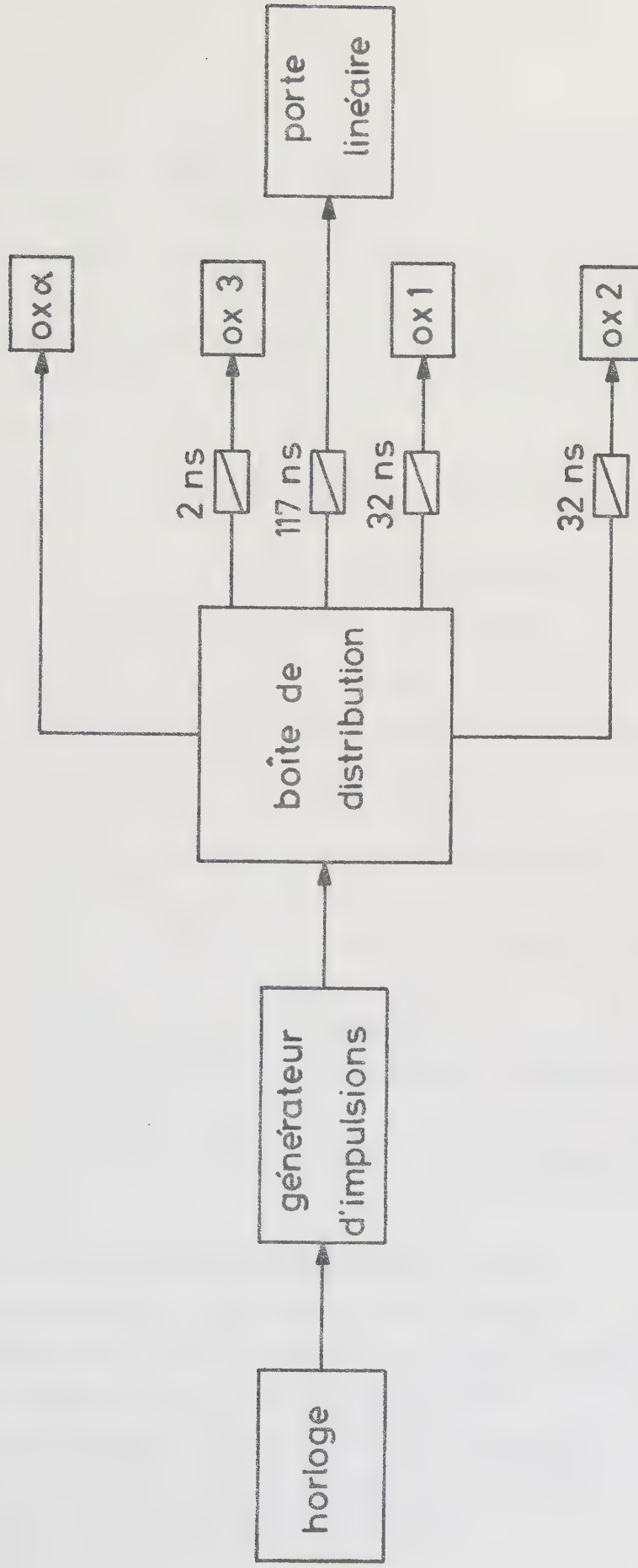


Fig.5

On appelle donc "événement" un ensemble de 3 grandeurs physiques (deux temps de vol et une mesure de l'énergie du proton) qui satisfont les critères imposés par l'électronique. Ces événements peuvent provenir soit de la réaction étudiée, soit de la coïncidence fortuite de 3 impulsions non corrélées, ou partiellement corrélées (p. ex. une diffusion élastique sous 30° sur un deuton avec un γ provenant du blindage dans le 3ème compteur).

Pour alléger le texte nous utiliserons par la suite les abréviations suivantes :

Les indices 1, 2 et 3 se rapportent respectivement au neutron émis sous 30° , au neutron émis sous 80° et au proton.

: désigne selon les cas l'ensemble formé par un scintillateur et le photomultiplicateur associé (p.ex. $\#_\alpha$, $\#_1$, etc.), ou le scintillateur tout seul

PM : photomultiplicateur (PM_α , PM_1 , etc.)

OX : mise en forme temporelle selon le principe du croisement du zéro (zéro-crossing)

CO : unité de coïncidence (p.ex. $CO_{\alpha,3}$: unité de coïncidence entre le $\#_\alpha$ et le $\#_3$)

CTA : convertisseur temps-amplitude

CA : codeur d'amplitude ou convertisseur analogique-digital

BM : bloc mémoire

TdV : temps de vol (TdV 1 = temps de vol du neutron 1).

a) Sélection temporelle des impulsions (Fig. 2)

Il s'agit de trier, parmi le flux élevé d'impulsions provenant des quatre détecteurs, celles qui ont une séquence temporelle compatible avec la réaction étudiée. Ce but est atteint à l'aide d'unités de mise en forme temporelle ($OX_{\alpha,1,2,3}$) et de coïncidences. Pour un flux de $5 \cdot 10^4$ neutrons de 14 MeV par seconde sur le $\#_3$, les taux de comptage expérimentaux des différentes voies sont :

voie α	$\sim 300'000$	par seconde		
voie 3	$\sim 14'000$	"	"	
voie 1	$\sim 5'000$	"	"	
voie 2	$\sim 6'000$	"	"	

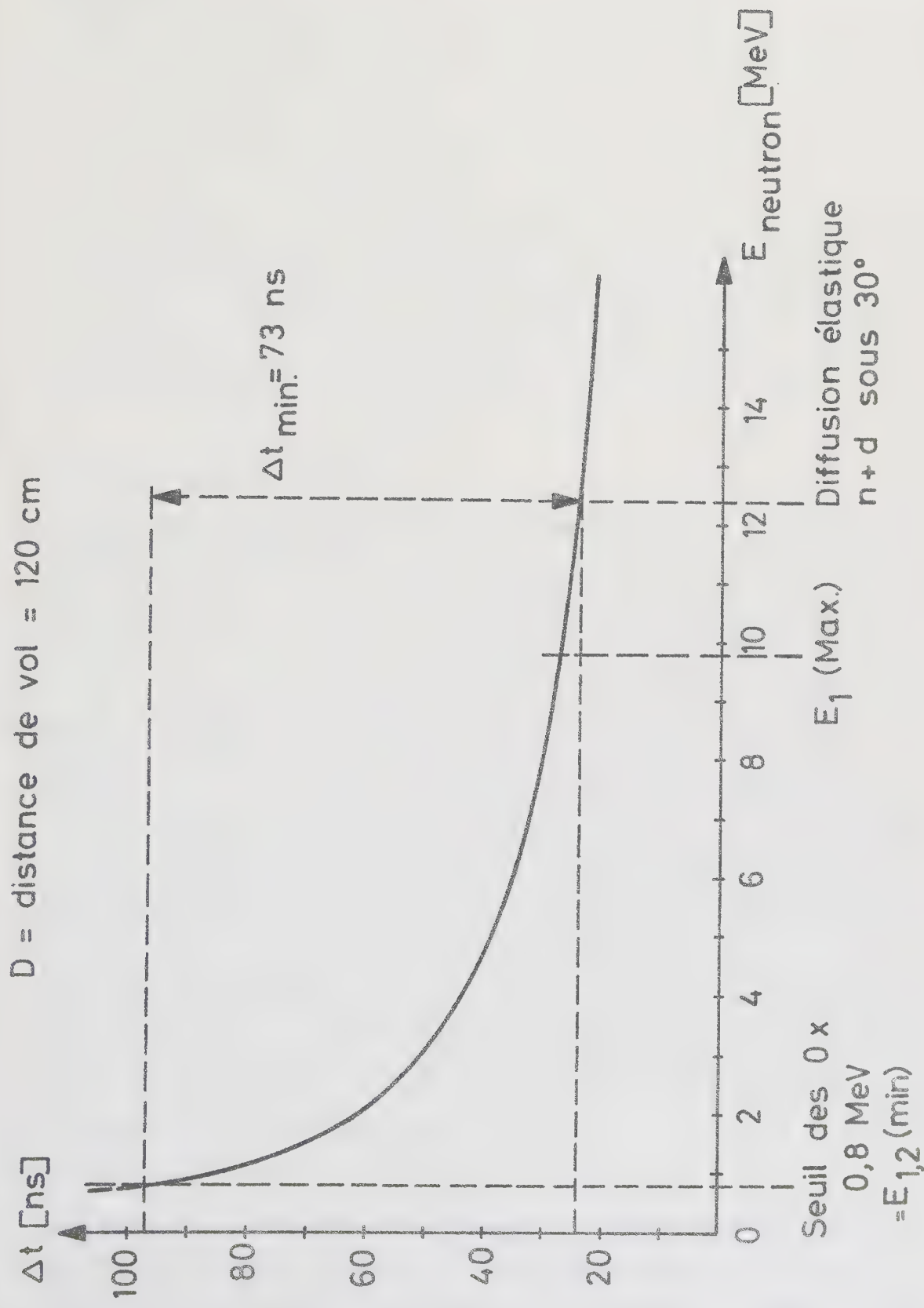
Les OX permettent de diminuer la dépendance existant entre la hauteur d'une impulsion et l'instant où elle franchit un seuil donné. Ces unités sont donc essentielles pour améliorer la précision de la mesure des temps.

On remarque l'apparition d'une quatrième voie, la voie α , qui sert à monitorer le flux de neutrons incidents et à diminuer le bruit de fond. En effet, à chaque neutron produit par la réaction $d+T \rightarrow \alpha+n+Q$ correspond une particule α émise sous un angle bien défini. En exigeant que chaque impulsion apparaissant dans la voie 3 soit en coïncidence avec une impulsion de la voie α , on évite de prendre en considération des événements produits par des neutrons diffusés dans le blindage ou par des γ créés par diffusion inélastique de neutrons rapides ou capture par l'hydrogène de neutrons thermiques. Comme les énergies du neutron et de l' α sont bien déterminées, la coïncidence $CO_{\alpha,3}$ peut être choisie très étroite. Dans notre cas elle a environ 4 ns à mi-hauteur. Pour 300'000 α par seconde, on a mesuré un nombre de coïncidences $N_{\alpha,3}$ de $7 \cdot 10^3$. Si l'on compare ce nombre avec le taux de comptage du PM3, on voit que la moitié des impulsions dans ce dernier proviennent des événements parasites cités ci-dessus. La $CO_{\alpha,3}$ a d'autre part la tâche de débloquer les CTA et de les préparer ainsi à effectuer une conversion temps-amplitude.

La $CO_{1,2}$ sélectionne les impulsions qui apparaissent dans les voies neutrons 1 et 2 à l'intérieur d'un laps de temps Δt déterminé dès que l'on connaît la courbe cinématique $E_1 = f(E_2)$, la distance de vol D et la hauteur du seuil des OX. Cette dernière correspondant à la hauteur des impulsions produites dans les plastiques NE 102A par des protons de 0,8 MeV, on aura $\Delta t = TdV(0,8 \text{ MeV}) - TdV(E_{1,2 \text{ max}})$. En se reportant à la figure 6, on voit que la largeur Δt de $CO_{1,2}$ doit être au minimum de 70 ns.

Relation énergie-temps de vol.

$D = \text{distance de vol} = 120 \text{ cm}$



En pratique, elle est de 100 ns et permet d'accepter aussi les neutrons de 12,4 MeV produits par diffusion élastique sous 30° sur le deutérium (ceux-ci sont utiles pour des raisons d'étalonnage).

Cette coïncidence doit d'autre part ouvrir la porte linéaire pour l'impulsion portant l'information de l'énergie du proton.

Enfin, la CO $\alpha,1,2,3$ impose la simultanéité (à l'intérieur de 100 ns) des impulsions provenant des 4 voies. Elle débloque les CA et les autorise à effectuer le codage des 3 impulsions qui nous intéressent.

Des câbles de retard de longueur adéquate rendent compatibles les différentes unités de coïncidence.

b) Analyse et codage (fig. 3)

La mesure des temps de vol se fait à l'aide de convertisseurs temps-amplitude. Ces unités délivrent une impulsion dont la hauteur est, dans notre cas, une fonction linéaire décroissante des temps séparant l'arrivée d'une impulsion "start" (voies 1,2) et celle d'une impulsion "stop" (voie 3). Bien que physiquement ce soit l'impulsion du $\#3$ qui arrive en premier, on la retarde au moyen d'un câble pour qu'elle tombe à la fin de la plage utilisable des CTA. Ainsi, ces derniers ne mesurent pas seulement une différence de temps Δt , mais ils imposent l'ordre d'arrivée dans le temps des impulsions. A cause du signal de commande envoyé par CO $\alpha,3$, il ne peut pas y avoir d'impulsion "start" effective sans une impulsion "stop" correspondante.

La mesure de l'énergie E_p du proton se fait par l'intermédiaire de la porte linéaire qui laisse passer l'impulsion provenant de la 14^{ème} dynode du PM3 lorsqu'il y a coïncidence dans les voies neutrons.

Le domaine de linéarité de la porte linéaire et des CTA doit être au moins égal à la largeur Δt de CO 1,2.

Le codage des 3 impulsions délivrées par les CTA et la porte linéaire est réalisé à l'aide de deux CA du type Intertechnique CA 25 (temps de vol) et d'un CA du type Intertechnique CA 12 (énergie du proton). Comme on l'a vu plus haut, ces 3 CA ne peuvent fonctionner que s'ils sont rendus sensibles par un signal indiquant une coïncidence quadruple ($\alpha,1,2,3$).

Ici intervient le choix du nombre de canaux à utiliser pour le codage des amplitudes : si le nombre de canaux est trop faible, la précision de la mesure en souffre (on perd le bénéfice d'une bonne résolution); s'il est trop grand, les spectres sont inutilement étalés. Nous avons finalement choisis 256 canaux par CA sur la base du raisonnement suivant : la résolution temporelle des CTA est de l'ordre de 2,3 ns. Si l'on désire que le pic correspondant à des particules monocinétiques se construise sur 6-8 canaux (0,3-0,4 ns par canal), ceci pour garantir la précision des étalonnages, on obtient, puisque l'on doit considérer un intervalle de temps $\Delta t \approx 80$ ns, une capacité de 200 à 250 canaux (8 bits = 256 cx). Un raisonnement semblable est aussi vrai pour E_γ .

c) Sélection en amplitude des événements et enregistrement (fig. 4)

Pour éviter de prendre en considération certains événements fortuits qui peuvent cependant satisfaire les critères temporels, on utilise les valeurs fournies par les CA dans les deux cas suivants :

- a) L'impulsion est trop haute et son codage dépasse la capacité d'adresse du CA (256 cx).
- b) Le codage d'un des temps de vol donne zéro.

Dans le premier cas, on choisit des valeurs pour la pente de conversion et le seuil du canal zéro telles que le codage des impulsions qui correspondent à des temps de vol plus courts que ceux des neutrons de la réaction dépasse 256. Le signal "saturation d'adresse" (SA) que fournit alors un des CA est utilisé par l'unité logique pour interdire l'enregistrement de l'événement et pour effacer le contenu des deux autres CA. On élimine ainsi en particulier les événements partiellement corrélés comprenant la diffusion Compton d'un γ par le scintillateur C_6D_6 sur un des détecteurs de neutrons.

Dans le second cas on élimine un certain nombre d'événements qui peuvent se présenter parce que la sélection temporelle par les unités de coïncidence est plus "large" (100 ns) que le domaine utile des CTA (80 ns). Lors du codage d'une impulsion, les CA donnent un signal dit de "temps mort".

Ce dernier n'apparaît pas si la valeur du codage est zéro, et c'est son absence qui fait interdire, toujours par l'intermédiaire de l'unité logique, l'enregistrement de l'événement. Le contenu des deux autres CA est en même temps effacé.

L'expérience a montré que ces deux fonctions permettent de diminuer de près de 50 % le nombre d'événements à prendre en considération. L'unité logique ordonne l'enregistrement dans tous les autres cas où il y a une coïncidence quadruple ($\alpha, 1, 2, 3$).

C'est dans cette dernière partie de l'électronique qu'apparaissent les précautions à prendre, imposées par la longue durée de la mesure. Tout d'abord, il est absolument indispensable que l'information recueillie soit enregistrée de façon permanente et indestructible. D'autre part, il est nécessaire que l'"histoire" de la mesure soit conservée de manière à pouvoir effectuer des corrections sur chaque événement individuel si des variations des caractéristiques instrumentales venaient à se produire. C'est pourquoi nous avons choisi d'enregistrer les données sur bandes perforées à l'aide d'un perforateur Tally, bandes directement utilisables par la calculatrice IBM 1130 à disposition. Cette manière de faire impose la construction d'une unité de programmation (programmeur) qui a les fonctions suivantes :

- a) Mise en marche du moteur de la perforatrice lors d'une impulsion "ordre début programme" donnée par l'unité logique.
- b) Transferts successifs du contenu des 3 CA sur la bande perforée.
- c) Blocage de la coïncidence $CO \alpha, 1, 2, 3$ pendant toute la durée des opérations ci-dessus pour éviter la superposition de deux événements.

Les points a) et b) impliquent un temps mort de 2 secondes pour chaque enregistrement; il faudra donc réduire le taux des événements accutés à moins de un par 200 secondes pour maintenir au-dessous de 1 % la probabilité qu'un nouvel événement se présente pendant l'enregistrement du précédent.

Cette condition est réalisée avec un flux de $5 \cdot 10^4$ neutrons par seconde sur le #3.

A intervalles réguliers, lorsque l'accumulation des données permet d'obtenir une statistique suffisante pour juger de la qualité de la mesure, les bandes sont dépouillées par l'IBM 1130 qui, grâce à son traceur de courbes, fournit alors des diagrammes biparamétriques 32×32 cx (en général TdV 1 - TdV 2 ou TdV 1 - E 3) illustrant le déroulement de l'expérience. Les événements lus et classés par la calculatrice sont à ce moment stockés sur disque en vue d'un traitement ultérieur.

Pour limiter au maximum les pertes de temps, il est nécessaire d'avoir une visualisation permanente des données enregistrées. Nous avons utilisé pour cela un bloc mémoire Intertechnique BM 96 à 4096 canaux associé à une unité de visualisation biparamétrique 64×64 cx. Les informations provenant d'une paire de CA sont accumulées dans une mémoire à tores de ferrite et projetées sur un tube cathodique sous forme d'une matrice 64×64 . Le degré de remplissage d'une case donnée est indiqué par le déplacement vertical ou la luminosité du point correspondant. Cette méthode permet de voir au bout de quelques heures déjà si le déroulement de l'expérience est correct. Dans le cas contraire, les points s'accumulent hors de la courbe cinématique ou se répartissent sur l'ensemble du plan sans former de structures visibles.

L'emploi d'une mémoire à tores de ferrite ne permet pas une accumulation prolongée des données car, au bout de quelques jours, des chocs inévitables dans le réseau d'alimentation brouillent le contenu de la mémoire. Ce mode d'acquisition ne peut donc pas remplacer l'enregistrement sur bande perforée.

d) Tests périodiques de l'ensemble de l'électronique (fig. 5)

Au moyen d'un générateur d'impulsions commandé par une horloge, on envoie périodiquement à l'entrée des OX quatre impulsions dont les retards relatifs sont choisis de façon à simuler un événement accepté par le système. Il en résulte un triplet particulier de nombres perforés sur la bande de papier.

Toute variation des caractéristiques de l'ensemble électronique (les PM mis à part) se traduit par une variation correspondante de ces nombres qui permet d'effectuer la correction nécessaire.

Ce générateur est aussi utilisable pour étalonner les diverses unités électroniques. Pour l'étalonnage de la porte linéaire, il est possible de varier l'amplitude de l'impulsion de test.

II.3 Autres contrôles périodiques

Les impulsions périodiques de test ne suffisent pas à s'assurer de la stabilité et du bon fonctionnement du dispositif. Des contrôles effectués à intervalles réguliers sont encore nécessaires et portent sur les quatre points suivants :

- 1) Contrôle des différentes fonctions logiques du système et de l'étalonnage.
- 2) Contrôle du gain et de la stabilité des PM.
- 3) Contrôle du seuil des OX.
- 4) Contrôle du rythme d'accumulation des données.

1) Contrôle des différentes fonctions logiques du système et de l'étalonnage

Au moyen du générateur d'impulsions et d'un jeu de câbles de retard on simule les différents types d'événements qui peuvent se présenter, par exemple : événement normal, ou avec saturation d'un CA (ou des deux CA), ou encore avec codage nul d'un des temps de vol, etc. Dans ce but, nous avons établi une liste standard complète de toutes les possibilités intéressantes. A l'ensemble de ces manipulations correspond une bande perforée type. Tout désaccord entre cette dernière et la bande obtenue lors du contrôle mettra en évidence la défaillance d'une des fonctions logiques. Dans la présente expérience, ce contrôle a été effectué après chaque arrêt important de la mesure.

Il faut remarquer, d'autre part, que les impulsions de test envoyées à intervalles réguliers dans l'ensemble du système ne permettent de vérifier qu'un seul point de l'étalonnage. C'est pourquoi il est indispensable de prendre de temps en temps plusieurs points en variant les retards relatifs de ces signaux ainsi que leur amplitude. Ce contrôle a été fait en moyenne chaque semaine.

2) Contrôle du gain et de la stabilité des PM

Les PM sont les éléments les plus critiques de l'expérience. De la variation de leur gain au cours du temps dépendent la résolution en énergie du proton et l'efficacité de détection des neutrons. Cette dernière quantité est des plus importantes, puisqu'elle servira à pondérer chaque point des spectres bruts de temps de vol afin d'obtenir les spectres réels. En outre, une bonne résolution en énergie E_2 facilitera la réjection du bruit de fond dû aux événements fortuits.

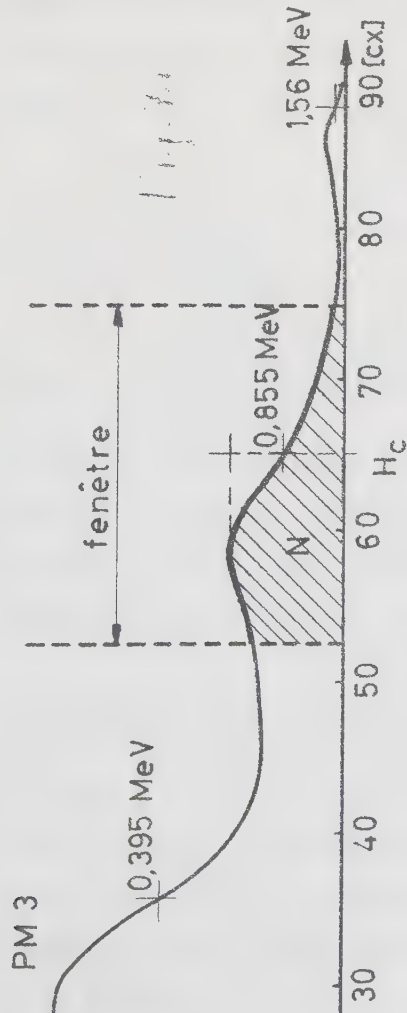
Le principe de la mesure du gain est le suivant: On place une source de Bi^{207} à un endroit bien précis du support des détecteurs. Le Bi^{207} présente l'avantage d'une demi-vie relativement longue ($\tau \approx 30$ ans); l'activité de la source ne varie donc pratiquement pas en l'espace de quelques mois. On place ensuite la fenêtre d'un analyseur monocanal sur un des flancs du spectre Compton produit par les γ dans le scintillateur et enregistré sur un analyseur multicanal (dans notre cas les γ de 1,06 MeV) et on compte pendant un temps donné (100 secondes) le nombre d'impulsions N qui passent par la fenêtre (voir fig. 7a). En variant l'amplification au moyen de la haute tension alimentant le PM, mais en laissant la fenêtre fixe, on peut tracer une courbe reliant le nombre d'impulsions N et la hauteur H_c du point d'inflexion du spectre Compton (fig. 7b). La détermination du canal correspondant à H_c est une mesure de l'amplification du PM.

En supposant que le monocanal est un élément électronique stable, les variations de N reflètent donc des variations correspondantes du gain. Si l'on place la fenêtre de façon judicieuse, on peut s'arranger pour qu'à une variation $\frac{\Delta N}{N}$ de 1 % corresponde aussi une variation $\frac{\Delta H_c}{H_c}$ de l'ordre du pourcent (fig. 7b).

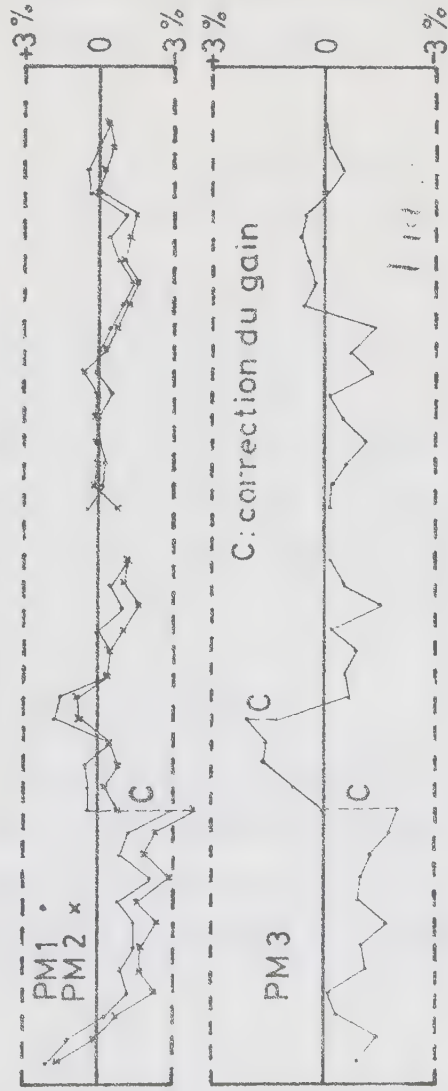
N [unités arbitraires]

Spectre Compton du Bi²⁰⁷

E_γ : 0,57 - 1,06 - 1,77 MeV
Limite Compton: 0,395 - 0,855 - 1,56 MeV



Courbes de stabilité des PM



N par 100 secondes
($\cdot 10^{-3}$)

$N = f(H_c)$

PM 1
PM 2

PM 3

$\pm 3\%$

$\pm 3\%$

H_c
[cx]

28 III 29 30 31 1 IV 1 VII 2 29 VI 30 1 VII 2 jours

Tout au long des 1000 heures de mesure, nous nous sommes efforcés, en variant la haute tension des PM, de maintenir les variations extrêmes du gain à l'intérieur d'une limite de 3 % autour du point normal de fonctionnement. La figure 7c illustre le comportement remarquablement identique des 3 PM étudiés.

Ces contrôles ont été faits toutes les 6 h. Ils permettent de tirer trois conclusions intéressantes :

a) Le gain des PM reste constant si le courant moyen qui les traverse est lui aussi constant. Il en résulte que toute variation du taux d'irradiation a pour effet un changement de gain, ce dernier augmentant avec le flux de particules incidentes. Il est donc nécessaire de réduire au maximum le temps d'interruption des mesures utilisé pour les différents contrôles périodiques et la maintenance de l'accélérateur. De plus, le flux de neutrons de 14 MeV doit rester aussi constant que possible. Lors d'arrêts prolongés nous avons maintenu le gain à sa valeur normale à l'aide de sources γ placées de telle façon que le courant moyen des PM reste stable.

b) Les PM sont sensibles aux variations de température de la salle de mesure par l'intermédiaire du diviseur de tension qui alimente les dynodes.

c) On constate au cours du temps une diminution du gain régulière, bien que très lente, due à un effet de vieillissement.

La méthode décrite dans ce paragraphe ne s'applique pas au PM α à cause de la faible épaisseur du scintillateur qui lui est associé. Nous traiterons cette question plus loin en rapport avec les problèmes posés par le générateur de neutrons de 14 MeV.

3) Contrôle de la stabilité du seuil des OX 1 et 2.

Le seuil à l'entrée des OX est une caractéristique intrinsèque de ces éléments et n'est pas réglable. C'est lui qui détermine le gain des PM dès que l'on a fixé l'énergie minimale des protons que l'on veut détecter (protons de la réaction dans le C_6D_6 et protons de recul dans le NE 102A).

Dans notre cas nous avons choisi pour cette énergie une limite inférieure de 800 keV. Si l'on se reporte à la fig. 8 donnant les réponses lumineuses relatives pour les scintillateurs organiques, on voit que les protons de 800 keV et les γ de 190 keV sont équivalents. On peut donc, en variant la haute tension alimentant les PM, faire en sorte que le seuil des OX (~ 400 mV) coupe à une hauteur de 190 keV les spectres γ enregistrés sur un analyseur multicanal, après étalonnage préalable de l'échelle d'énergie au moyen de sources γ de référence (demi-hauteur de la limite Compton).

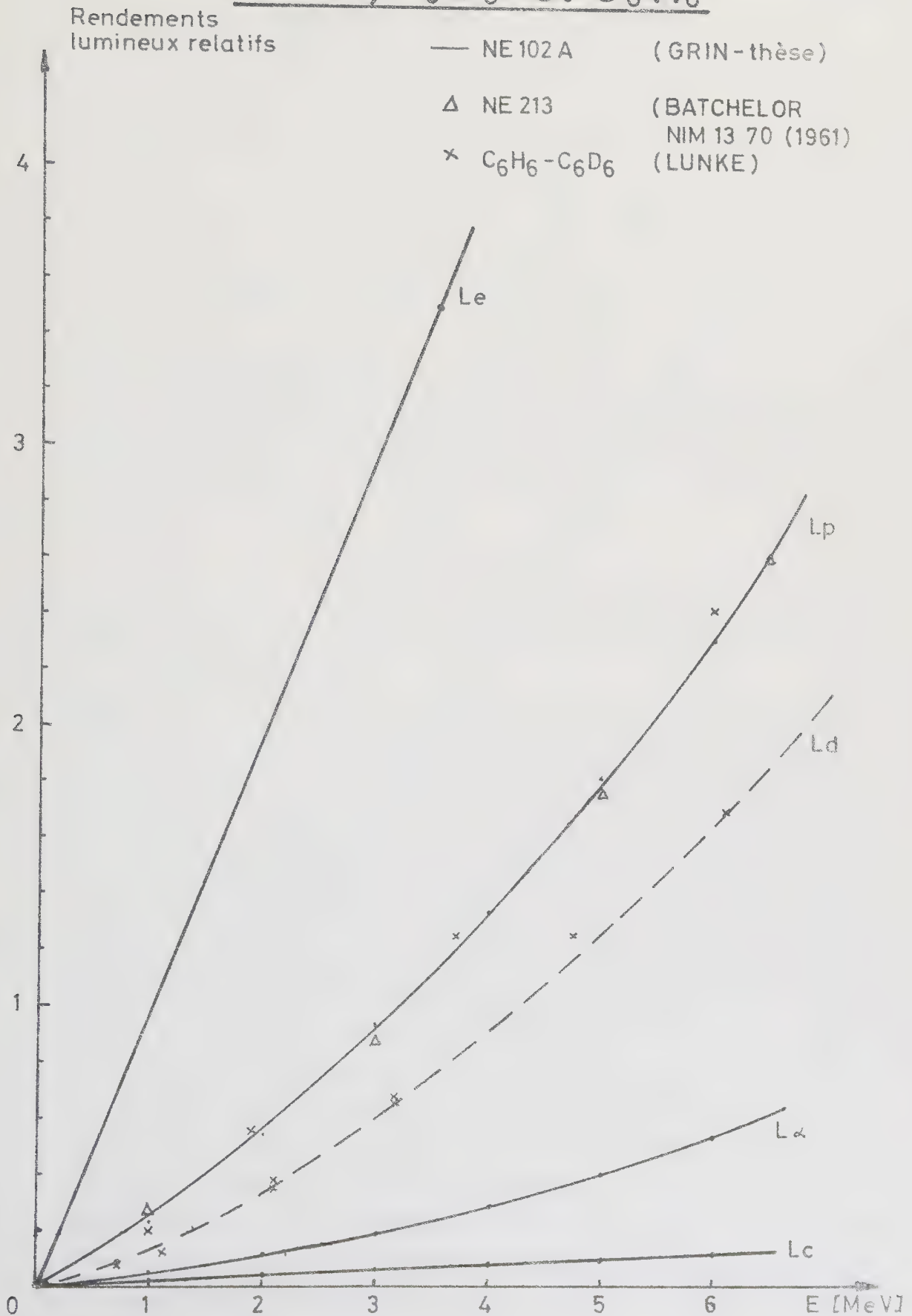
La valeur de seuil ainsi fixée détermine le rendement de détection des # 1,2; c'est pourquoi il est nécessaire de vérifier de temps à autre sa stabilité. Comme la limite Compton des γ de 358 keV du Ba^{133} est à 210 keV, des variations de la hauteur du seuil se traduisent par des variations importantes des taux de comptage à la sortie des OX lorsque cette source est placée sur les scintillateurs. Des contrôles réguliers ont montré que la stabilité des seuils était acceptable et que les écarts autour de la valeur moyenne ne dépassaient pas quelques pourcents.

4) Contrôle du rythme d'accumulation des données

Les tests précédents ne portant que sur l'électronique, il était encore nécessaire de s'assurer qu'aucun changement ne pourrait survenir dans les autres parties du dispositif. En effet, l'expérience s'étendant sur plusieurs mois, un déplacement ou un tassement du blindage, un mauvais fonctionnement de l'accélérateur ou encore un léger changement dans la géométrie pouvaient passer inaperçus mais avoir des conséquences défavorables sur la qualité de la mesure. Une façon de mettre en évidence de telles éventualités est d'incorporer un certain nombre d'échelles de comptage dans le schéma et de surveiller régulièrement les taux de comptage aux endroits critiques (cf. fig. 2, 3 et 4). Nous avons mesuré de façon permanente les grandeurs suivantes :

- a) Le taux $\frac{dN_\alpha}{dt}$ des particules α associées. (E 1)
- b) Le nombre total N_α de particules α comptées. (E 1)

Réponse du NE 102 A et des scintillateurs liquides NE 213, C_6D_6 et C_6H_6



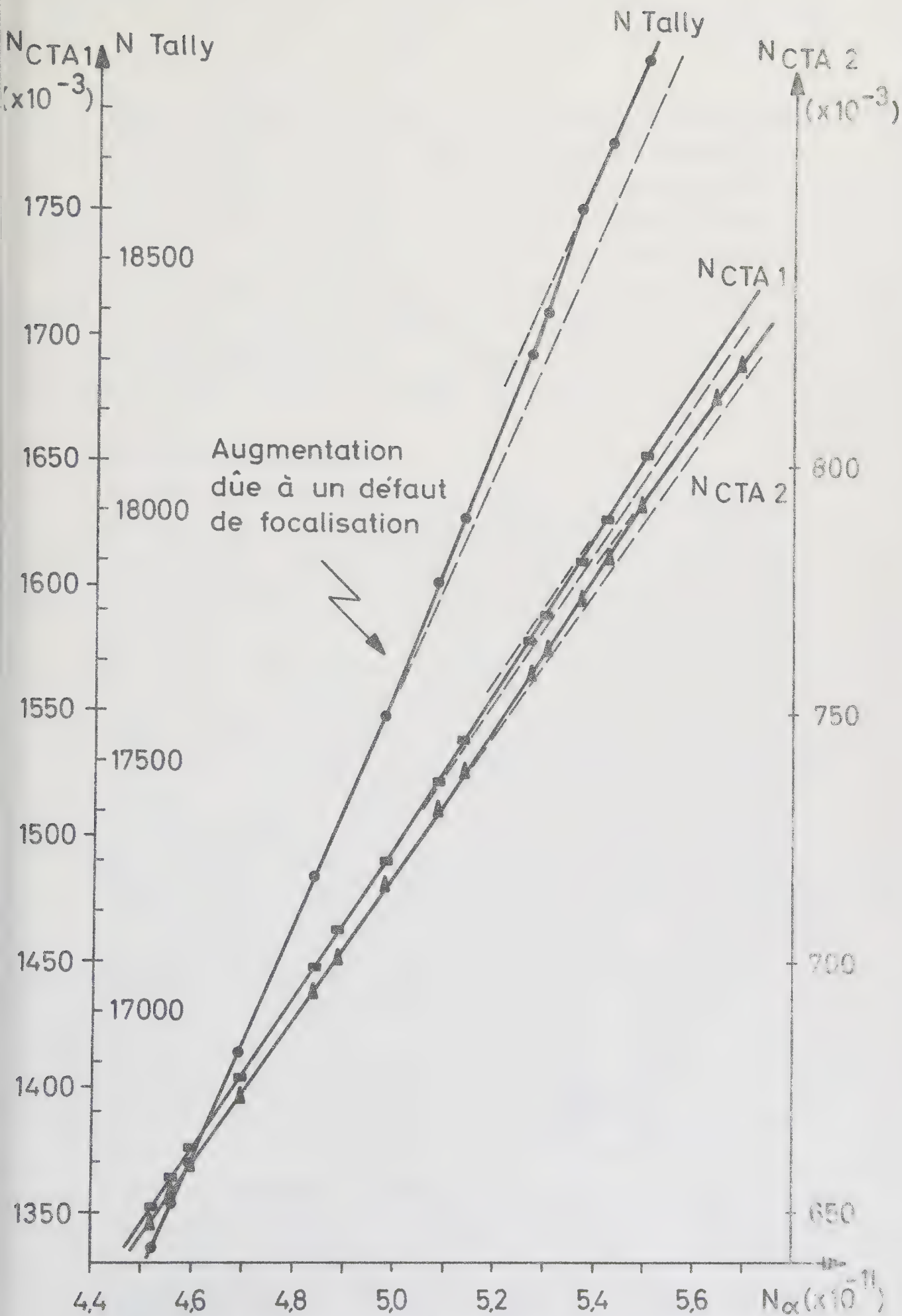
- c) Le taux $\frac{dN_{\alpha 3}}{dt}$ de coïncidences ($\alpha, 3$). (E 2)
- d) Le nombre total $N_{CTA\ 1,2}$ de conversions effectuées par les CTA 1,2. (E 3 - E 4)
- e) Le nombre total N_{Tally} d'événements enregistrés. (E 5)

Lorsque tout est en ordre, le quotient $\frac{dN_{\alpha 3}}{dt} / \frac{dN_{\alpha}}{dt}$ doit rester constant. De plus, puisque l'on travaille à flux de neutrons constant, les nombres $N_{CTA\ 1,2}$ et N_{Tally} doivent toujours être proportionnels à N_{α} . La fig. 9 illustre cette proportionnalité et montre le cas intéressant d'une déviation dont la cause s'est révélée être un défaut de focalisation du faisceau de deutons tombant sur la cible tritiée. Il en est résulté une augmentation du nombre d'événements fortuits, bien que le flux $\frac{dN_{\alpha}}{dt}$ n'ait pas varié. Cet exemple démontre l'utilité de ces tests.

II.4 Quelques problèmes relatifs au générateur de neutrons de 14 MeV

1) Les cibles de tritium

Etant donné le faible rendement de l'expérience, on a vu qu'il est nécessaire de produire pendant une très longue durée un flux de neutrons élevé ($\sim 3 \cdot 10^8$ n/sec). De plus, ce dernier doit être maintenu constant pour éviter des variations dans le gain des PM. Ces exigences ont pu être satisfaites en prenant quelques précautions dictées par une série d'essais préliminaires. Tout d'abord, nous nous sommes rendu compte qu'il était indispensable de refroidir à l'eau le support en cuivre de la couche de Ti-T. Ensuite, des mesures de l'épuisement des cibles ont montré qu'une couche de carbone se déposait très rapidement et freinait suffisamment les deutons incidents de 150 keV pour que ces derniers atteignent la couche sensible avec une énergie inférieure à 120 keV (cette valeur correspond au maximum de la section efficace pour la réaction $d(T, \alpha)n$). On a remédié à ce défaut en plaçant aussi près que possible de la cible un piège froid, refroidi à l'azote liquide. En outre, on a éliminé du faisceau, au moyen d'un aimant permanent, les ions D_2^+ qui contribuent à l'échauffement de la cible sans augmenter considérablement le flux de neutrons.



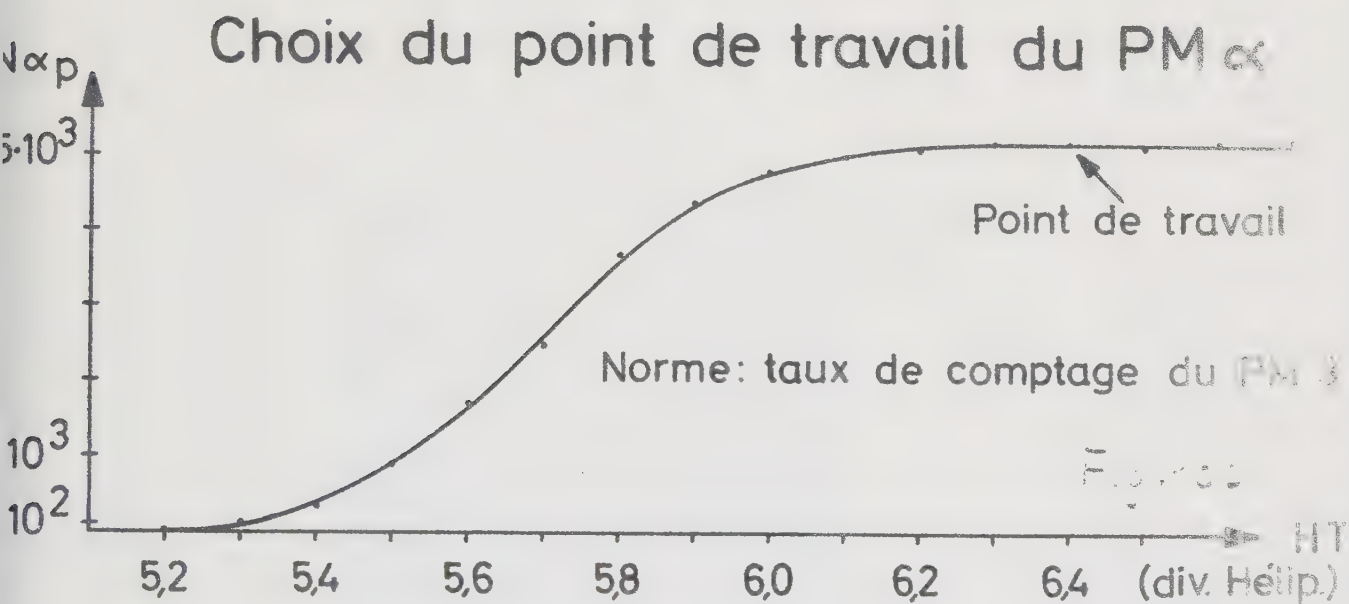
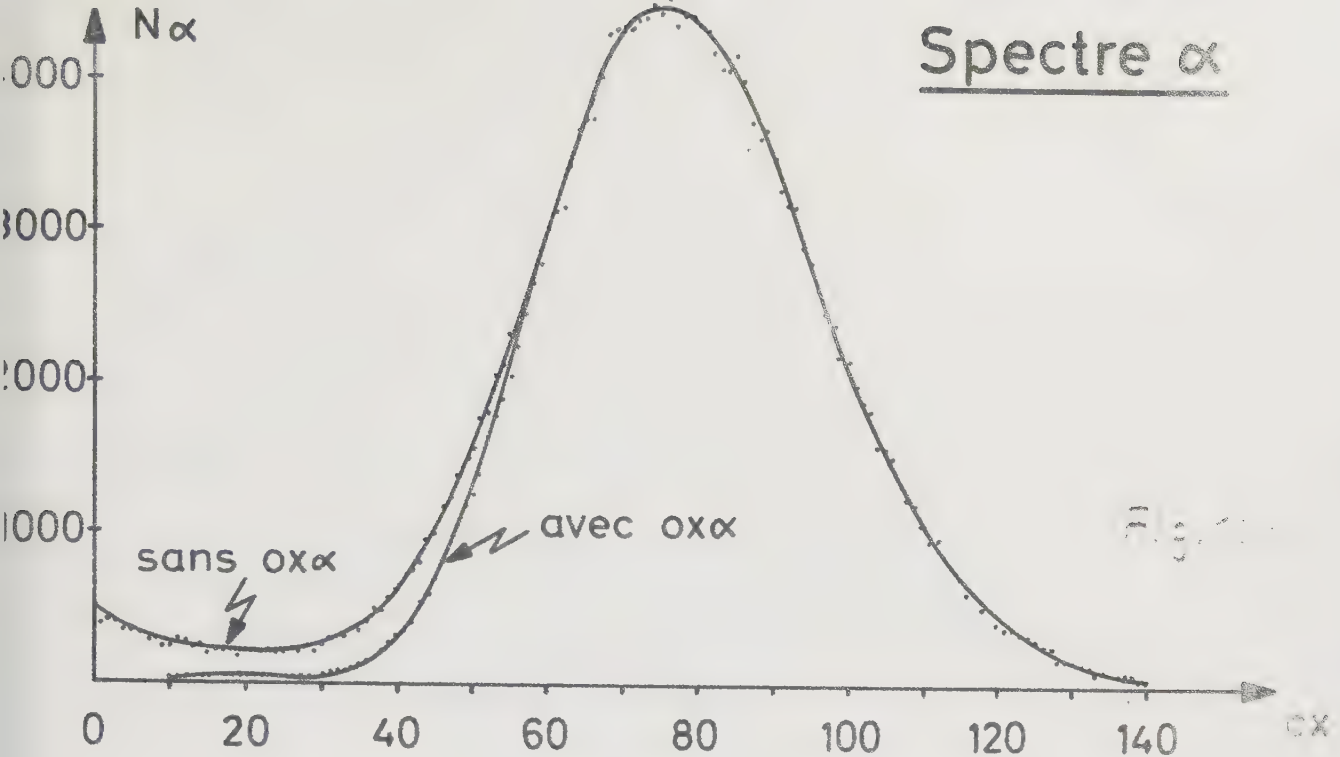
Contrôle des taux de comptage.

Dans ces conditions on arrive à maintenir le flux nécessaire pendant environ 6 heures par point d'impact du faisceau de deutons en augmentant progressivement le courant de 4 à 6 μA , après quoi on fait tourner la cible autour de son axe de quelques degrés. La durée de vie de cette dernière pourrait encore être augmentée en remplaçant la pompe à diffusion de mercure par une pompe à diffusion d'huile, car il s'est avéré que le faisceau d'ions déposait sur la cible une certaine quantité de mercure qui attaquait la couche sensible d'une part, tout en freinant les deutons d'autre part.

2) La particule α associée

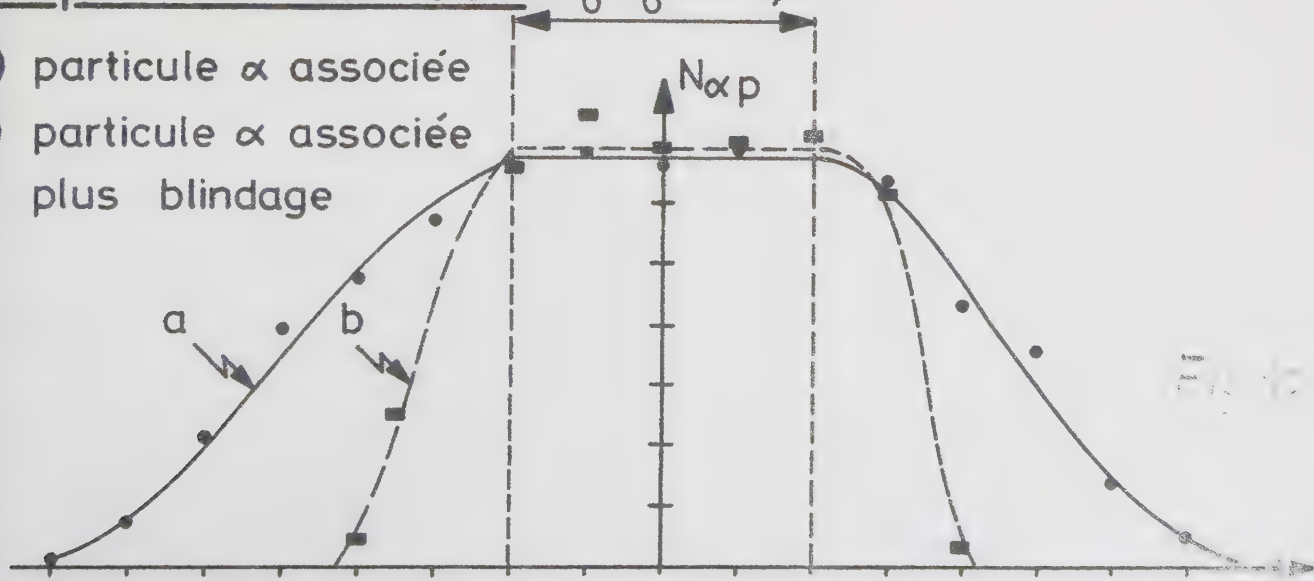
La mesure du courant d'ions D^+ qui frappe la cible n'est pas une mesure du flux de neutrons puisque celui-ci dépend de l'usure de la couche tritiée. Détecter la particule α issue de la réaction $\text{d}(\text{T}, \text{n})\alpha$ est donc une nécessité, indépendamment des questions de collimation du faisceau de neutrons discutées au § II.2.a. Cette détection pose des problèmes particuliers car le α se trouve placé dans un flux considérable de neutrons ($\sim 6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) et en vue directe de la lumière produite par l'impact des ions sur la cible. On résout ces difficultés en utilisant un scintillateur NE 210A de 20 μ d'épaisseur collé sur un guide de lumière en quartz et sur lequel on a évaporé une couche opaque d'aluminium. Le spectre α obtenu est représenté par la fig. 10a. On règle le $\text{PM}\alpha$ de façon que le seuil du $\text{OX}\alpha$ coupe le bruit de fond (même figure). Pour ce faire, on procède comme suit : en prenant le taux de comptage du PM 3 comme norme, on compte pendant un temps donné le nombre de coïncidences $N_{\alpha 3}$. En faisant varier le gain du $\text{PM}\alpha$, on obtient la courbe reportée sur la figure 10b. Le point de travail est alors choisi sur la partie horizontale de celle-ci, de sorte qu'une variation du gain n'a pas d'influence sur le nombre de coïncidences $N_{\alpha 3}$. Si de plus le rapport $\frac{dN_{\alpha 3}}{dt} / \frac{dN_{\alpha}}{dt}$ reste constant (§ II.3.3), on est assuré de la stabilité du gain du $\text{PM}\alpha$.

L'effet de collimation du faisceau de neutrons par la particule α en l'absence de blindage est illustré par la fig. 10c. Il est mesuré à l'aide d'un petit scintillateur de 1 cm de diamètre que l'on déplace perpendiculairement au faisceau à l'endroit où viendra se placer le scintillateur C_6D_6 , en comptant le nombre de coïncidences $N_{\alpha 3}$.



Coupe du faisceau $C_6 D_6$ 4 cm $\varnothing$

- a) particule α associée
- b) particule α associée plus blindage

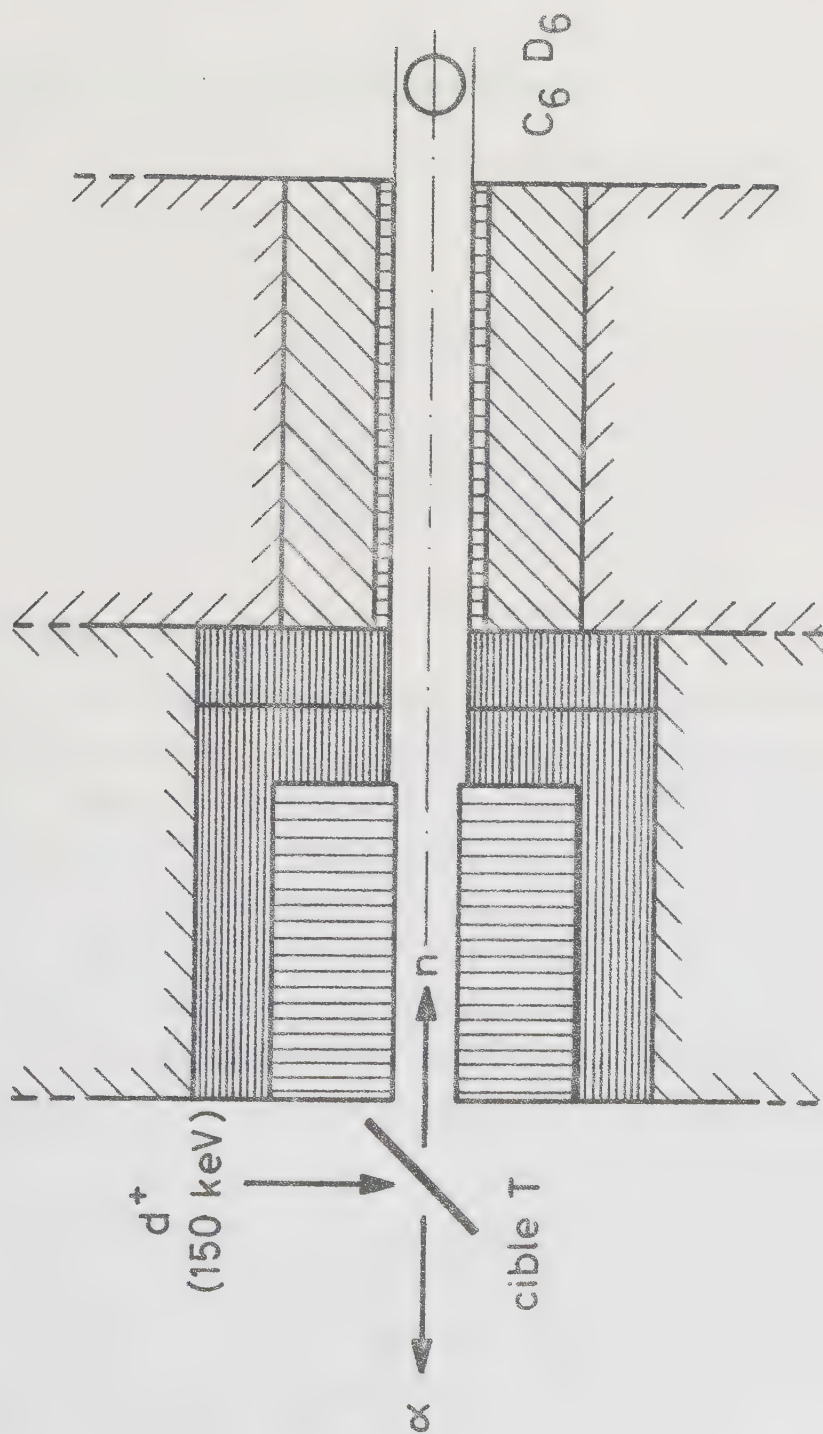


3. Le blindage

Nous avons effectué plusieurs essais pour déterminer le blindage le plus efficace entre la cible Ti-T et le scintillateur C_6D_6 pour une épaisseur de 50-60 cm. (§ II.1). Nous nous sommes finalement arrêtés à la solution schématisée par la fig. 11.

La coupe du faisceau incident tel qu'il est délimité par le blindage et la particule α est illustré sur la fig. 10c. En dehors de la zone du faisceau, le blindage est constitué par des bidons remplis d'eau ou des blocs de paraffine.

(Echelle env. 1:5)



Fe



Pb



Paraffine
blocs de 30x20x20 cm.

Chap. III - PRESENTATION ET TRAITEMENT DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1 Présentation des résultats expérimentaux

Trois séries distinctes de mesures ont été effectuées :

- 1) Des mesures s'étendant sur 1000 h avec une cible deutérée (C_6D_6).
- 2) Des mesures de contrôle d'une durée d'environ 120 h avec une cible hydrogénée (C_6H_6) et dans des conditions expérimentales rigoureusement identiques aux précédentes.
- 3) Des mesures de l'efficacité des détecteurs de neutrons en fonction de l'énergie.

1. Mesures de 1000 h

Elles ont permis d'enregistrer environ 20700 événements, y compris les événements de test. Les résultats expérimentaux bruts, tels qu'ils sont donnés par le traceur de courbes de l'IBM 1130 après lecture des bandes perforées, sont illustrés par les matrices 32 x 32 des fig 12 et 13. L'axe des temps de vol pour le neutron 1 a été très dilaté pour faciliter l'intelligence du dessin. On distingue clairement l'accumulation des points expérimentaux le long de la courbe cinématique et le pic très étroit formé par les événements du test (le sommet de ce pic est tronqué pour qu'il reste dans l'échelle du dessin).

Ces matrices de dimensions 32 x 32 n'ont qu'un but illustratif et ont permis de vérifier que l'accumulation des données se faisait correctement au cours du temps. En fait, les événements sont seulement pré-classés dans des matrices de cette dimension, l'information plus fine donnée par les CA (256 cx) étant conservée lors de l'enregistrement sur le disque de l'IBM.

L'accumulation importante d'événements dans les canaux 29 et 30 du TdV 1 (matrice TdV 1 - TdV 2) est due aux coïncidences fortuites entre la diffusion élastique sous 30° d'un neutron de 14 MeV sur le deutérium et un événement quelconque non corrélé dans le #2.

DIAGRAMME TdV 1 - TdV 2

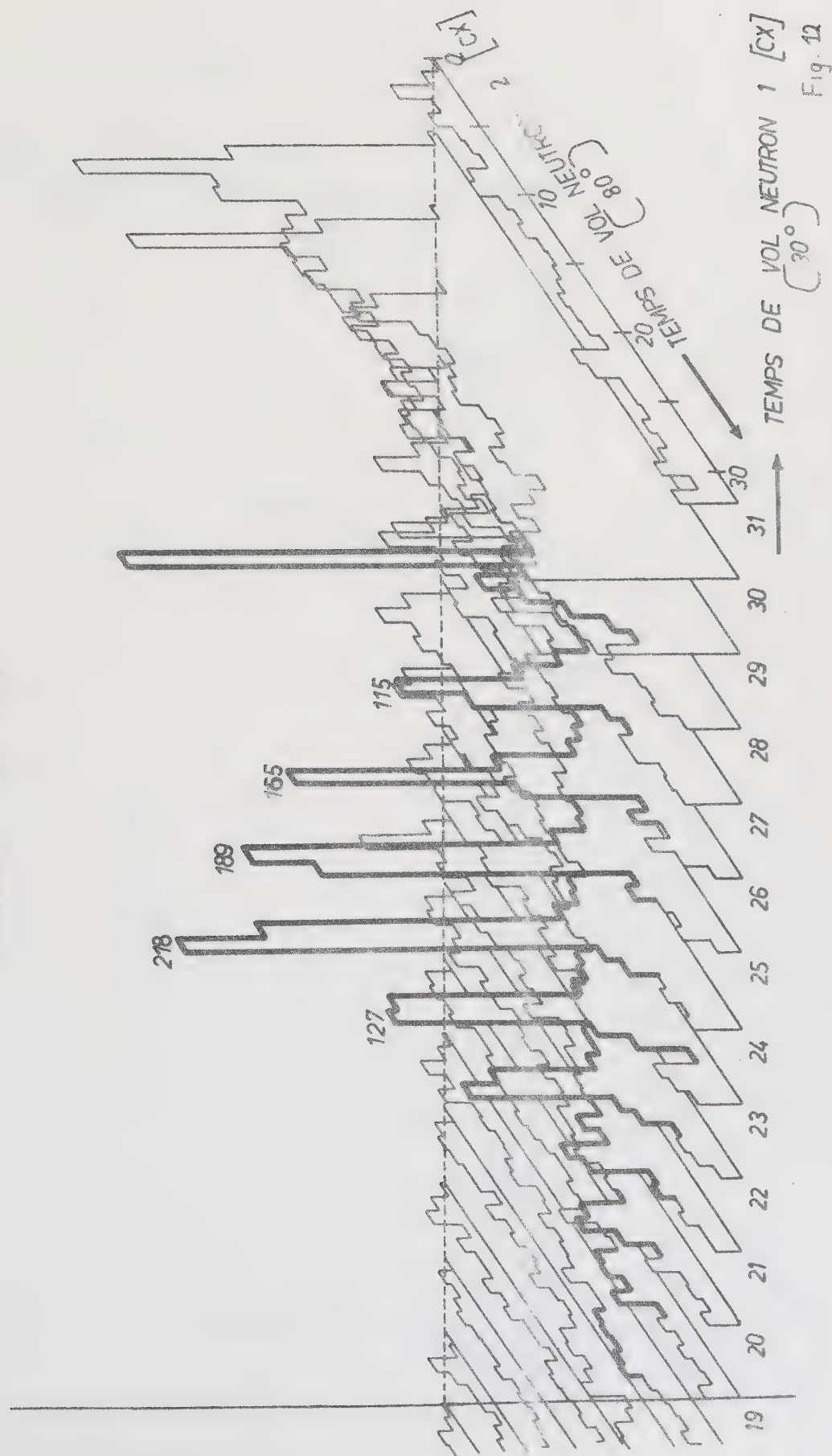


Fig. 12

DIAGRAMME TdV 1 - Ep

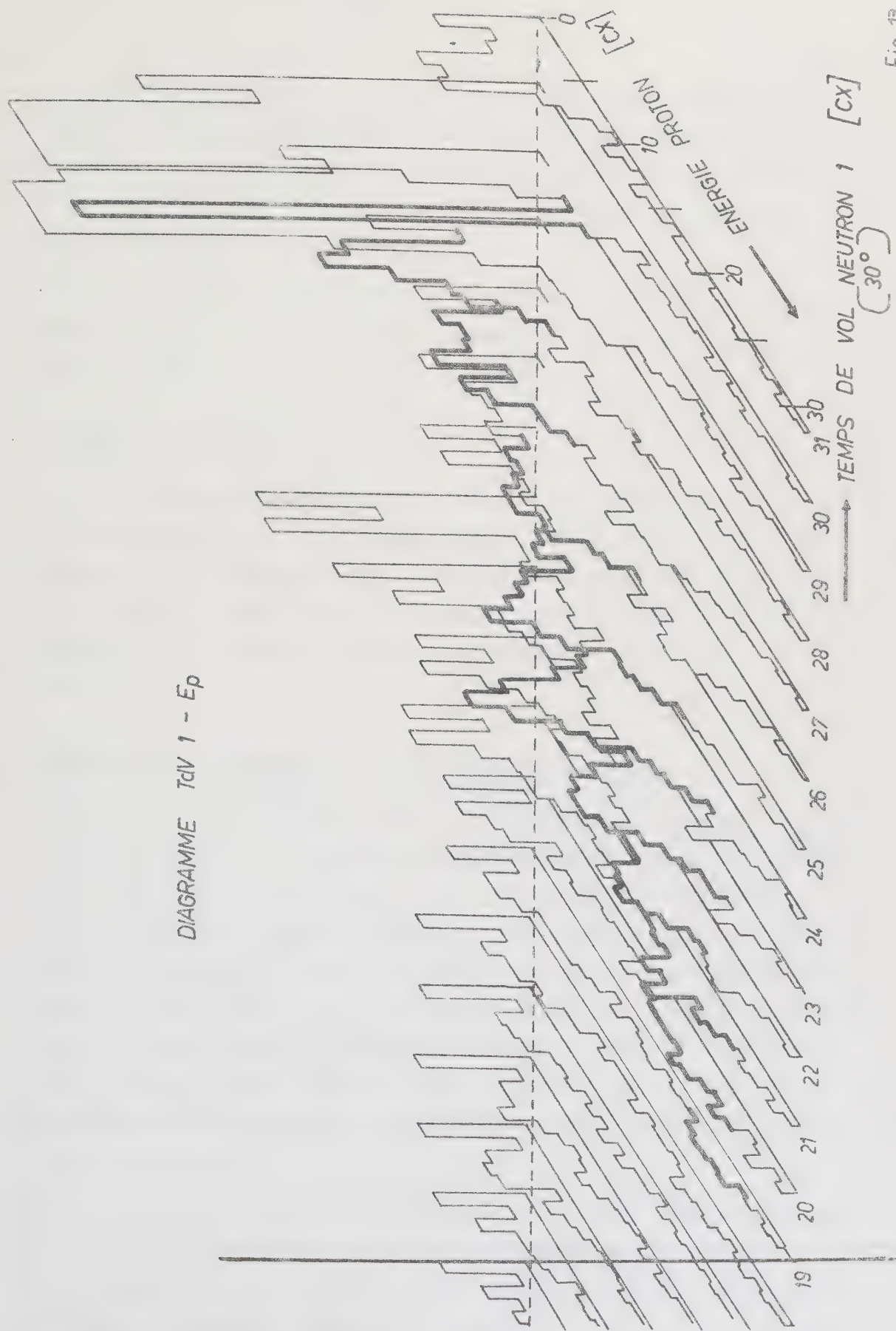


Fig. 13

Nous nous référerons par la suite à ce phénomène en l'appelant la "ligne élastique". La projection de cette ligne sur l'axe TdV 1 donne un pic que nous appellerons "pic élastique" lorsqu'aucune confusion n'est possible, tout en gardant en mémoire le mécanisme par lequel ce pic est produit.

La ligne élastique correspondant à une diffusion sous 80° n'apparaît pas à cause de la faible valeur de la section efficace de diffusion pour cet angle.

2. Mesures de contrôle

Les résultats sont reportés sur la fig. 14. On remarque qu'en l'absence de deutérium le spectre ne présente aucune autre structure que la ligne élastique sur l'hydrogène. Les événements du test sont indiqués par leur nombre et tombent tous dans la même case. La structure mise en évidence dans la mesure 1) provient donc bien de la réaction $n+d \rightarrow n+n+p$.

3. Mesures de l'efficacité des détecteurs de neutrons

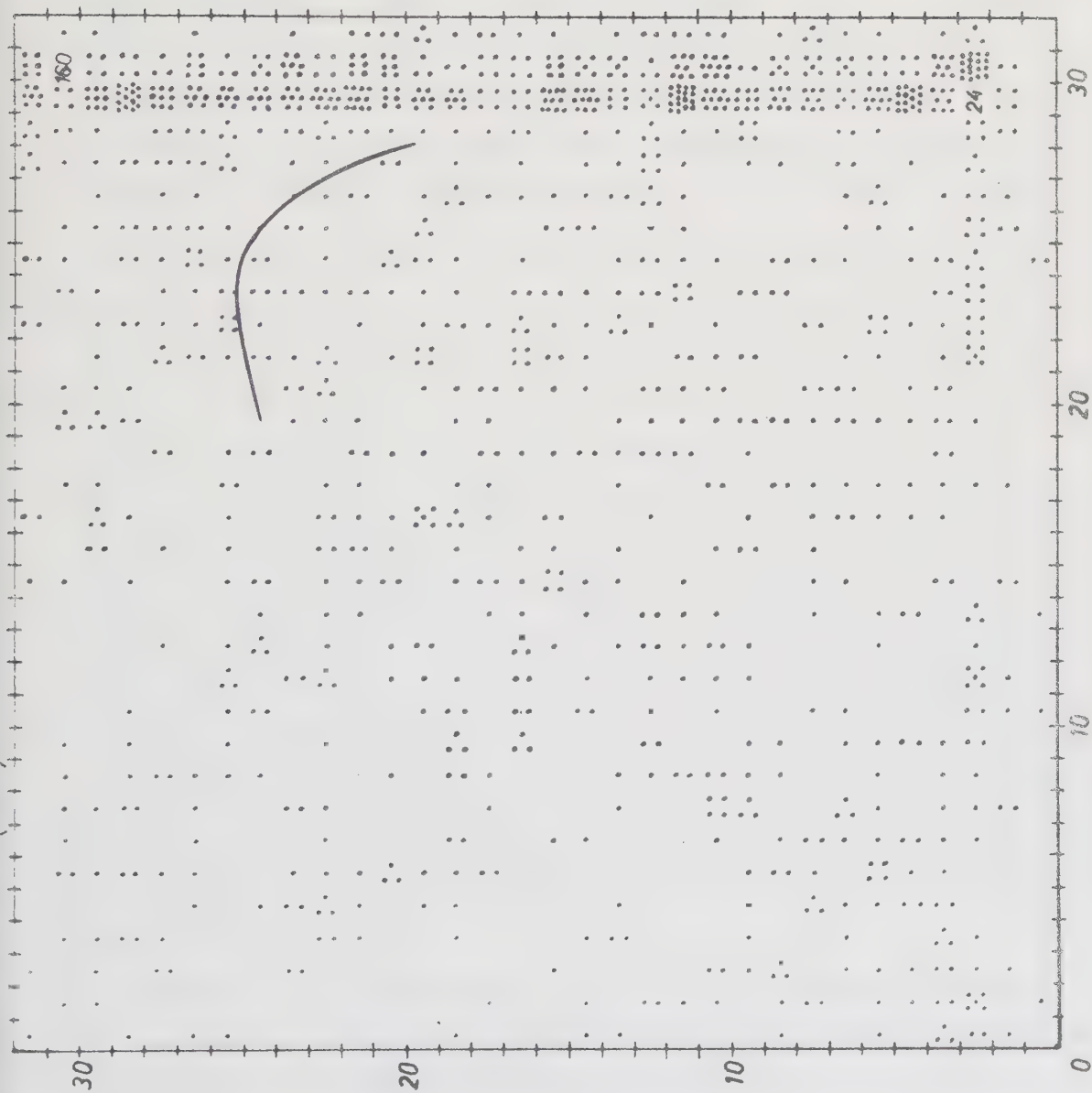
L'efficacité ϵ (ou rendement) des détecteurs est définie par le rapport $\epsilon = N_c/N_i$, où N_c est le nombre de neutrons comptés lorsque N_i neutrons sont tombés sur le scintillateur. Si N_i est connu de façon absolue, ϵ est le rendement absolu de détection. Nous verrons lors de l'interprétation des résultats expérimentaux qu'une mesure relative des rendements fournit déjà un test intéressant des théories actuelles; toutefois, une mesure absolue permettra de donner en plus une estimation de la section efficace différentielle. L'intérêt que présente cette dernière quantité justifie les difficultés supplémentaires inhérentes à une telle mesure.

Pour les neutrons d'énergie inférieure à 5 MeV, nous avons utilisé la réaction $D+D \rightarrow He^3+n+Q$ avec le faisceau de deutons de l'accélérateur Van de Graaff de 3 MeV. Bien que l'on connaisse de façon très précise le courant de deutons incidents et le nombre de deutons dans la cible gazeuse, il n'est cependant pas possible de faire une mesure directe du rendement en l'absence d'un système de discrimination neutrons-gammas.

10V NEUTRON 2 (80°)

MESURE DE
CONTROLE
 C_6H_6
(~120 h)

10V NEUTRON 1 (30°)

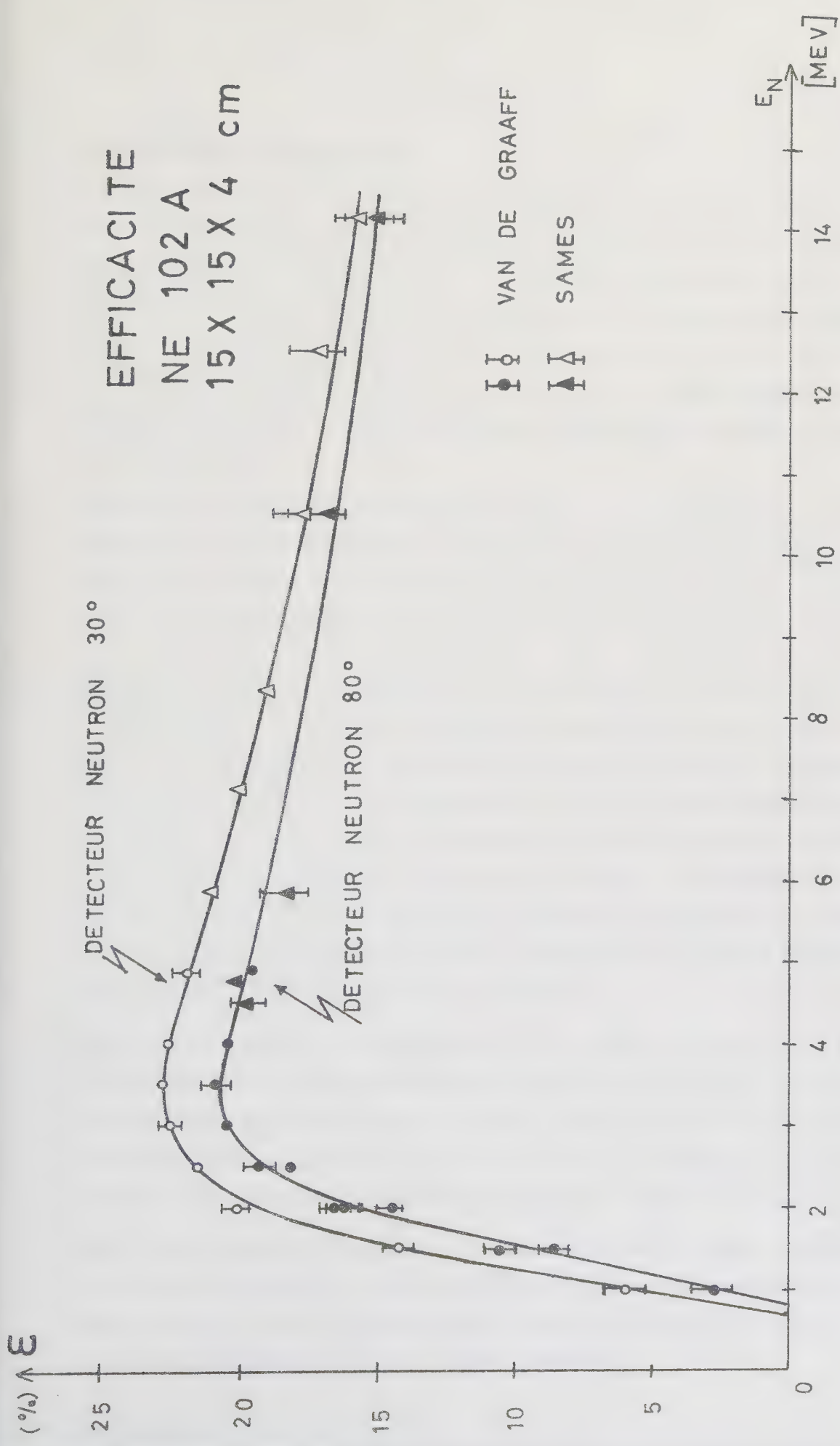


On utilise alors, comme source de neutrons d'énergie variable, les neutrons produits par diffusion élastique sur les noyaux d'hydrogène d'un scintillateur plastique. L'impulsion produite par la particule de recul permet de mesurer le temps de vol du neutron diffusé vers le détecteur dont on cherche à déterminer le rendement. On élimine de cette façon la contribution du bruit de fond γ et l'intégrale du pic de temps de vol donne le nombre N_c cherché. L'angle de diffusion fixe l'énergie des neutrons diffusés. Dans cette série de mesures, le diffuseur utilisé est un scintillateur du type NE 102A de 1 cm de diamètre et de 3 cm de long, placé verticalement. Ces dimensions permettent de négliger les effets de bord et les diffusions multiples.

Les valeurs mesurées de l'efficacité sont reportées sur la fig. 15.

Pour les neutrons d'énergie comprise entre 5 et 14 MeV, les mesures ont été faites avec le générateur de 150 keV utilisant la réaction $D+T \rightarrow n + \alpha + Q$. Dans ce cas, grâce à la particule α associée, une mesure absolue directe est possible, mais malheureusement pour la seule énergie de 14,15 MeV. Il suffit de compter, en l'absence de blindage, le nombre N_α de particules α et le nombre $N_{\alpha n}$ correspondant de coïncidences rapides alpha-neutron. Connaissant exactement la surface du $\# \alpha$ et la cinématique de la réaction $D+T$, il est facile de calculer $\epsilon(14,15 \text{ MeV})$. L'allure de la courbe de rendement pour des énergies inférieures a été déterminée à l'aide de diffusions élastiques comme nous l'avons décrit plus haut. Pour diminuer les effets de bord devenus importants à cause de l'augmentation de l'énergie des protons de recul, le diffuseur précédent a été remplacé par un scintillateur de stilbène cylindrique de 1" x 1".

Les résultats sont reportés sur la fig. 15. Les erreurs indiquées sont purement statistiques, à l'exclusion de toute erreur systématique possible. La courbe mesurée a bien l'allure à laquelle on s'attend, et le fait que les valeurs mesurées respectivement avec le Van de Graaff et le générateur de 150 keV soient tout à fait compatibles permet d'avoir une certaine confiance en ces résultats.



III.2 Elimination du bruit de fond

Les fig. 16, 17 et 18 illustrent la façon dont nous avons procédé. Pour chacune d'elles, nous avons indiqué en haut et à gauche le plan dans lequel nous travaillons. Les histogrammes représentent les spectres obtenus par projection sur l'axe TdV 1 (neutrons émis sous 30°) des événements situés dans les différentes régions de ce plan. On peut ainsi avoir une idée de la manière dont se répartissent les événements fortuits et de l'utilité des différentes redondances pour leur élimination.

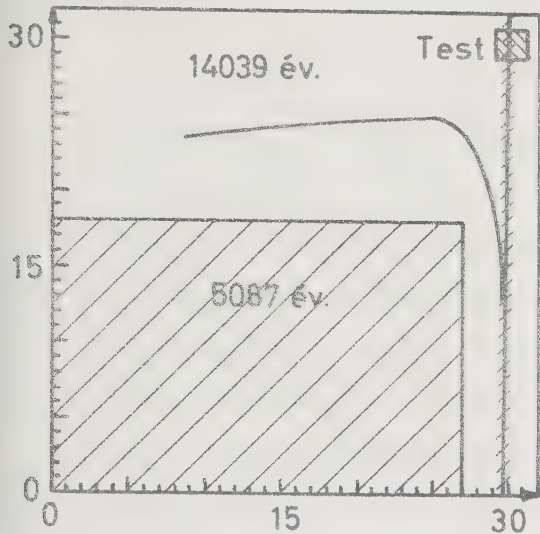
Le bruit de fond étant suffisamment régulier (à l'exception de la région de la ligne élastique), nous avons travaillé sur des matrices 32×32 , la finesse de l'information stockée sur le disque de l'IBM 1130 étant bien entendu conservée lors des opérations de tri.

Fig. 16 - . Après avoir éliminé 1578 événements attribués au test, la connaissance de la courbe cinématique dans le plan TdV 1 - TdV 2 permet de supprimer, dans une première étape, les 5087 év. se trouvant dans la zone hachurée. Les histogrammes (1) et (2) représentent respectivement la projection de l'ensemble des événements (sauf ceux du test) et celle des 5087 fortuites que l'on écarte. On remarque que le bruit de fond est plus important à l'endroit où apparaît la structure provenant de la réaction étudiée (canaux 20 à 29); nous reviendrons ultérieurement sur ce point important.

Fig. 17 - . De même, la connaissance de la courbe cinématique dans le plan E 3 - TdV 1 (2ème redondance) permet la suppression immédiate des 2130 événements de la zone hachurée. L'histogramme (1) représente la différence des spectres (1) et (2) de la fig. précédente. La projection des 2130 nouveaux événements éliminés est donnée par le spectre (2).

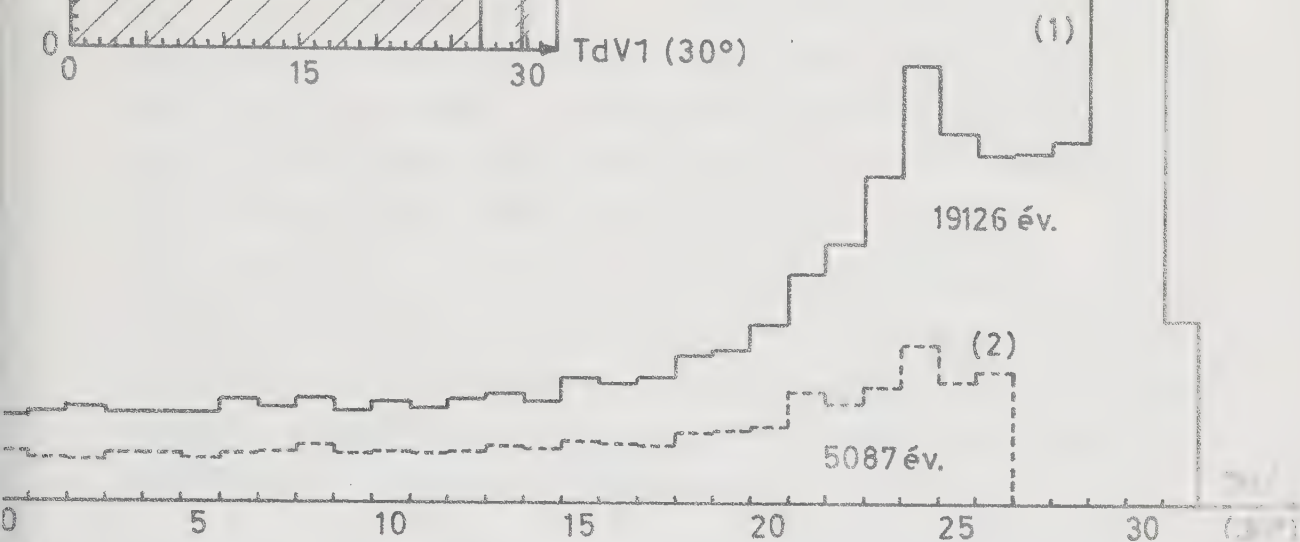
Après cette première élimination très grossière d'une partie importante ($\sim 40\%$) du bruit de fond, une sélection plus fine a été faite de la façon suivante. Les 11909 événements restants sont reportés sur le plan E 3 - TdV 2 en prenant le TdV 1 comme paramètre.

TdV 2 (80°)



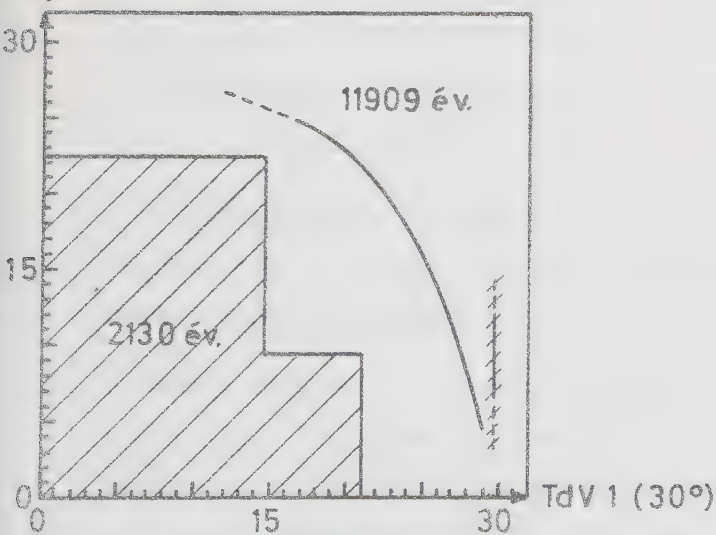
suppression de
1578 év. de test

région des fortuites dues
aux diff. él. sous 30°

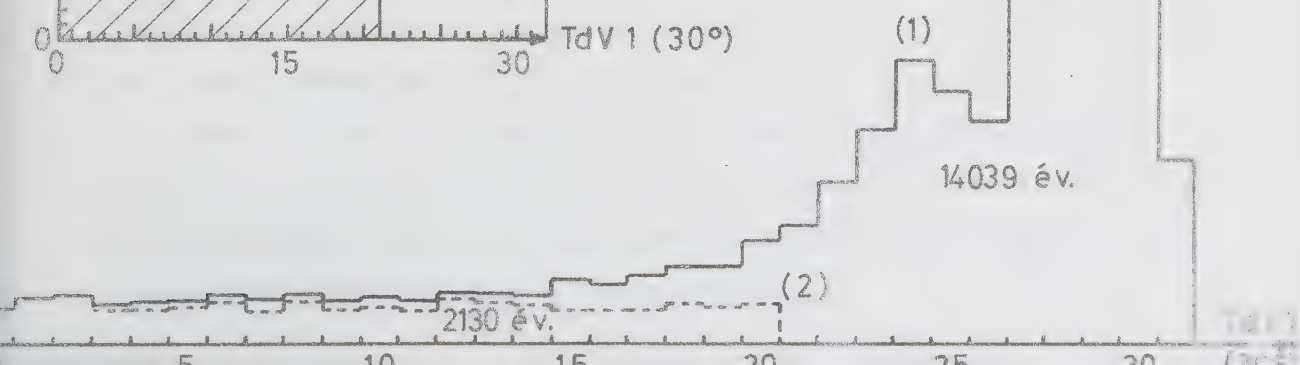


N

Ep



TdV 1 (30°)



Autrement dit, chaque case du plan TdV 1 - TdV 2 devient une ligne et chaque ligne de ce même plan devient une matrice complète 32×32 dans la nouvelle représentation. Or, en appliquant simplement le critère de la conservation de l'énergie, on voit qu'à chaque case du plan TdV 1 - TdV 2 ne devrait correspondre, pour les bons événements, qu'une seule case du plan E 3 - TdV 2. En réalité, la résolution finie en énergie dans les 3 voies étale les événements cherchés sur quelques canaux adjacents d'une même ligne, les événements situés hors de cette zone étant des événements parasites. La fig. 21a reproduit la partie significative de la matrice E 3 - TdV 2 correspondant à la colonne 24 de la matrice TdV 1 - TdV 2.

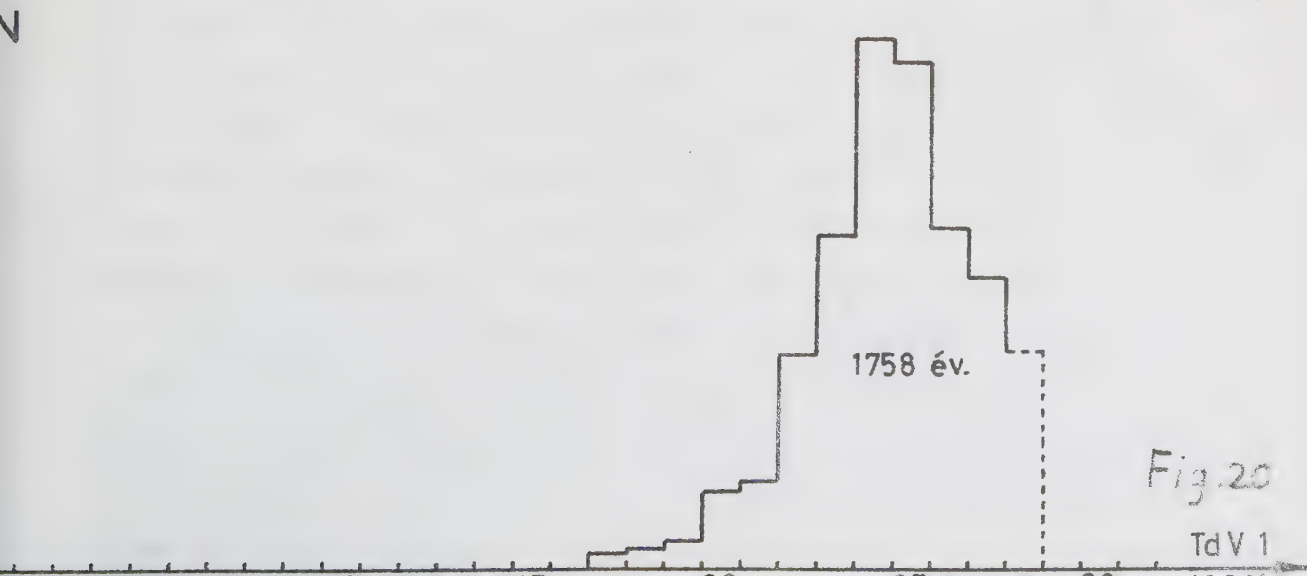
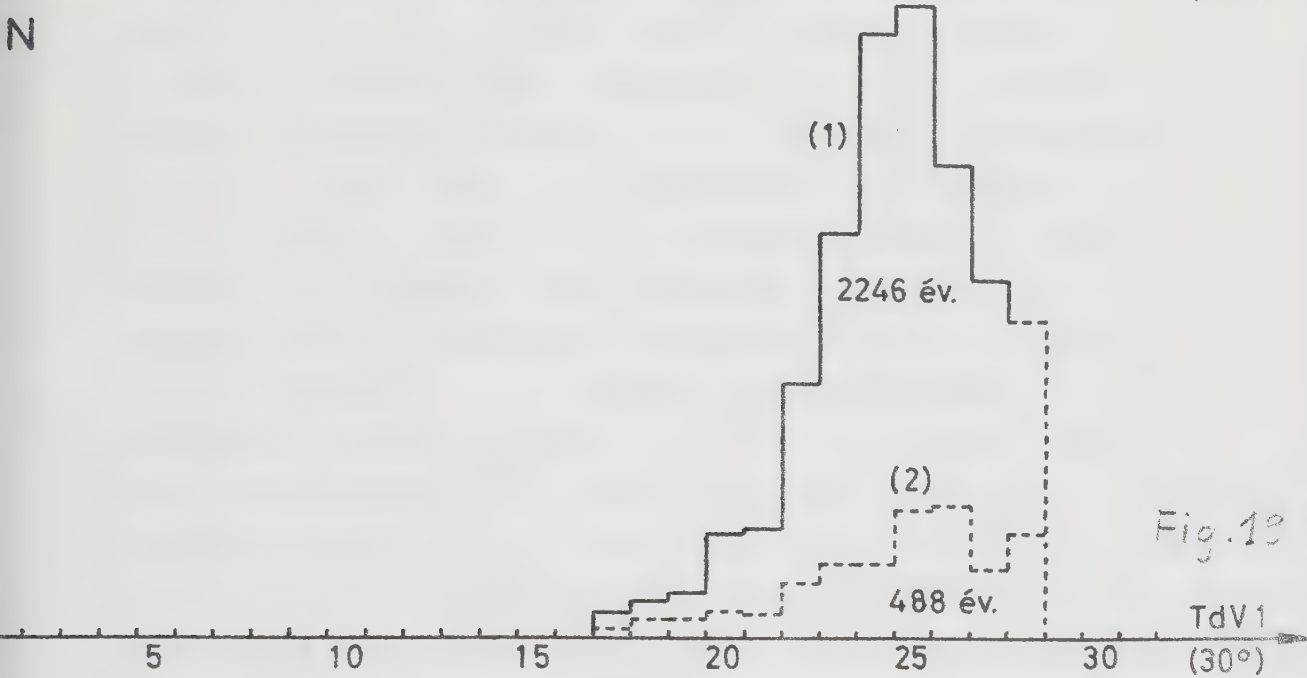
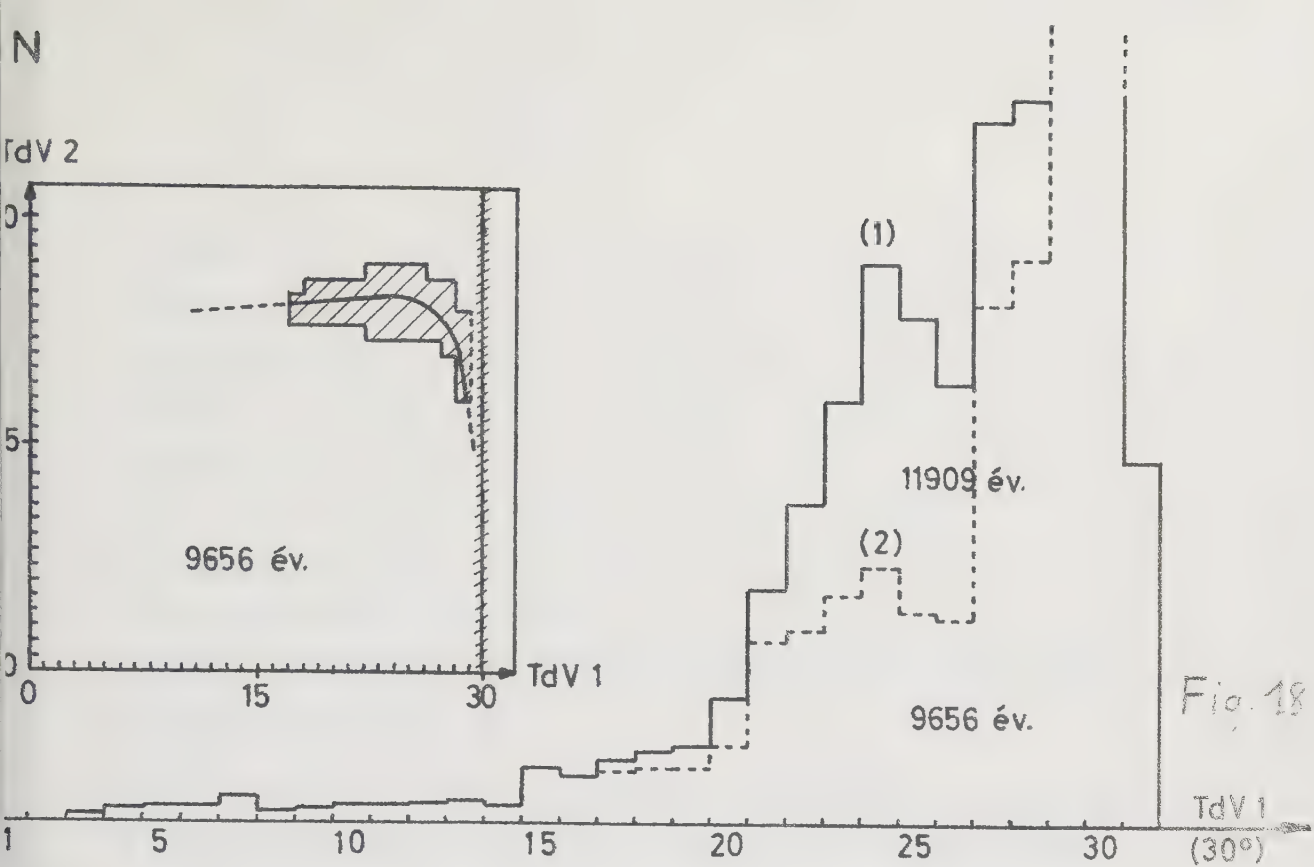
Nous avons ensuite repéré dans les différentes matrices E 3 - TdV 2 les lignes qui présentaient une structure sortant du bruit de fond (rectangle en trait plein de la fig 21a). On peut ainsi sélectionner les différentes cases du plan TdV 1 - TdV 2 où apparaît une accumulation significative d'événements intéressants.

Fig. 18 - . Elle illustre cette seconde étape dans l'élimination des fortuites. La zone hachurée a été déterminée comme on vient de l'indiquer ci-dessus. Tous les événements qui se trouvent hors de cette région (9656) sont à rejeter. Leur projection sur l'axe TdV 1 donne l'histogramme (2). Le spectre (1) représente la différence des spectres (1) et (2) de la fig. 17.

La redondance qui consiste à mesurer l'énergie du proton nous a donc fourni un moyen simple et très efficace d'affiner la sélection opérée dans la première étape.

Il reste encore à soustraire le bruit de fond dans la partie hachurée de la fig. 18. Ce dernier est formé d'événements fortuits qui simulent exactement le phénomène observé. La connaissance de l'angle d'émission du proton permettrait de les éliminer en grande partie, mais, en l'absence de cette information, nous sommes obligés d'utiliser la méthode statistique illustrée par la fig. 21a. De part et d'autre de la zone intéressante (rectangles en traitillés), nous cherchons le nombre moyen d'événements fortuits par ligne.

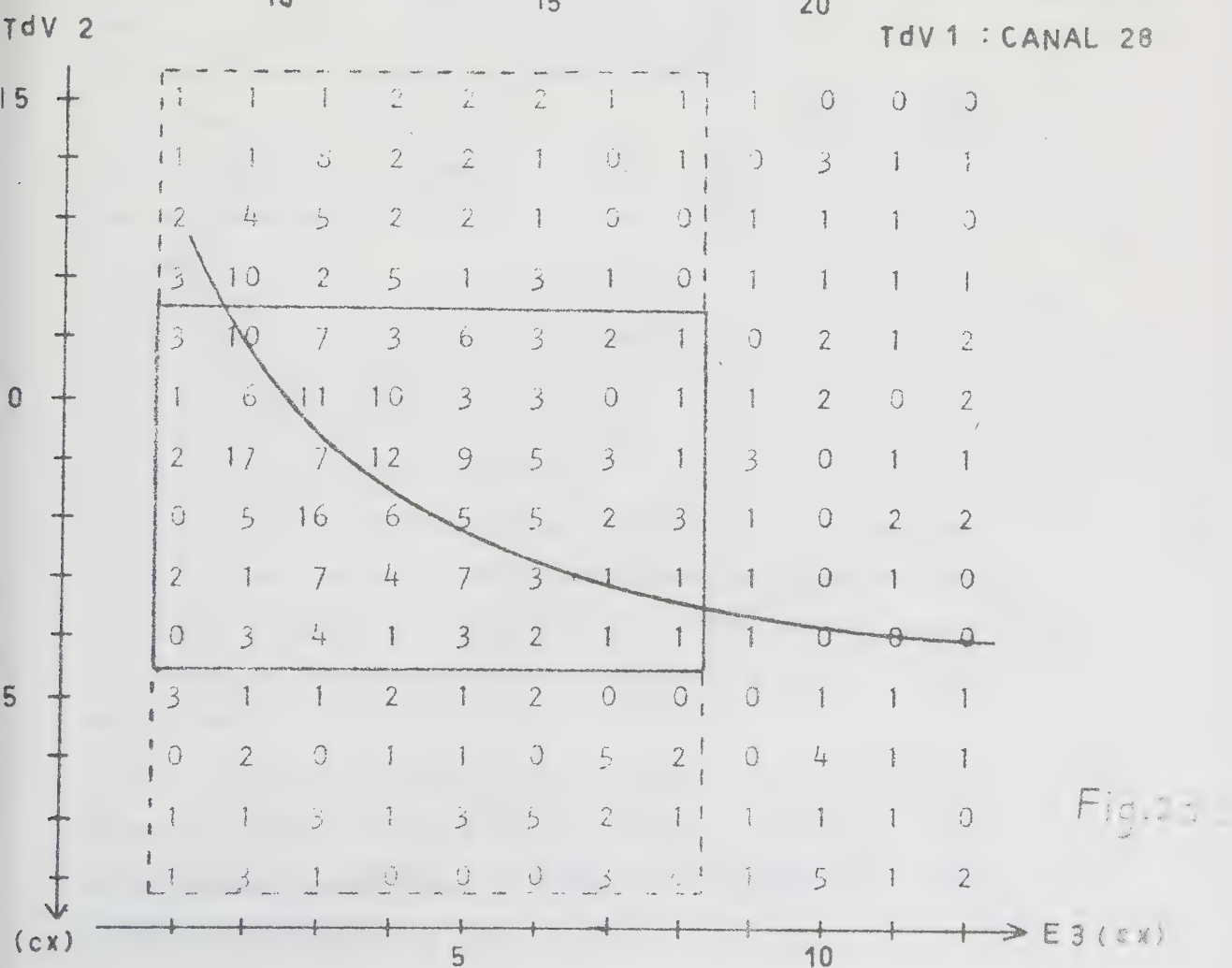
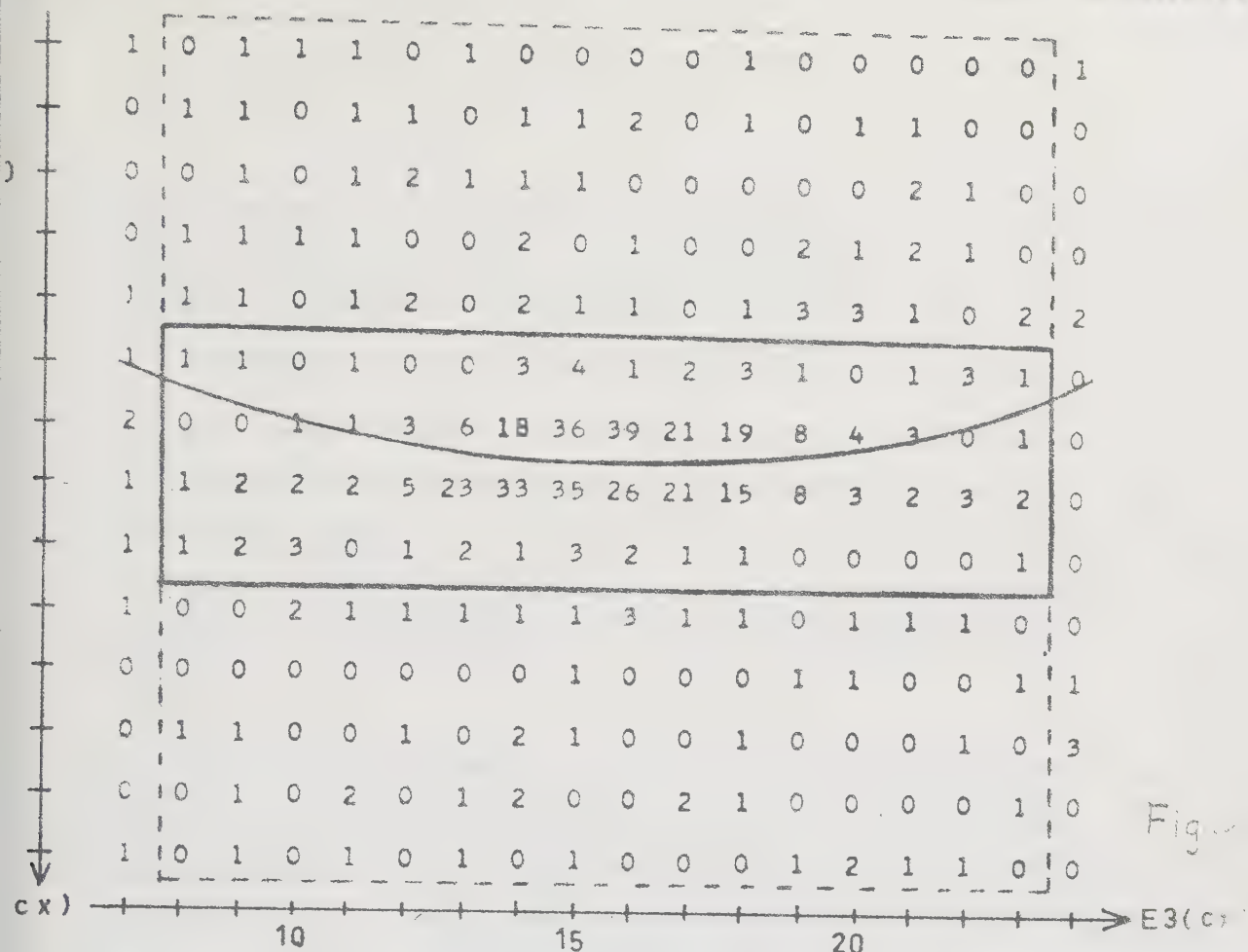




On admet ensuite que le bruit de fond ainsi déterminé peut être extrapolé dans la zone des bons événements, ce qui est justifié par la distribution régulière des événements fortuits en fonction du TdV 2. On obtient ainsi le nombre moyen d'événements qu'il faut soustraire pour chacune des cases correspondantes dans le plan TdV 1 - TdV 2. Cette dernière sélection nous conduit à éliminer encore 488 événements considérés comme fortuits. Le spectre de ces derniers est représenté par l'histogramme (2) de la fig. 19, et est à soustraire du spectre (1). Le spectre entièrement épuré (1758 événements) est donné par la fig. 20.

Ce qui précède entraîne deux remarques. Tout d'abord, ainsi que nous l'avons déjà noté plus haut et comme cela se voit aussi sur les fig. 18 et 19, le bruit de fond que l'on soustrait présente un maximum à l'emplacement même du maximum de la réaction étudiée. Ce phénomène s'explique aisément si l'on se reporte aux photographies de la fig. 22 qui montrent, en représentation biparamétrique E 3 - TdV, le spectre de temps de vol des neutrons tombant sur chacun des détecteurs en corrélation avec l'amplitude de l'impulsion du #3 (signal "stop" de la conversion temps-amplitude). Les photographies (a) et (b) prises pour un scintillateur C_6D_6 et pour 30° et 80° respectivement, montrent, en plus du pic élastique, une structure associée à des impulsions très petites dans le #3. La photographie (c), prise avec une cible C_6H_6 , présente la même structure. Il s'agit donc d'un phénomène que l'on peut attribuer aux noyaux de carbone se trouvant dans les scintillateurs. De même que les pics élastiques sont à l'origine de deux "lignes" d'événements fortuits dans le plan TdV 1 - TdV 2 (voir p.ex. fig. 14, la ligne sous 80° n'apparaît pas dans ce cas à cause de la faible énergie des neutrons diffusés), ces structures vont donc produire deux "bandes" où les fortuites seront plus nombreuses. Ces bandes se croisent près de la région où s'accumulent les événements intéressants et expliquent ainsi pourquoi le bruit de fond y est plus important. Cependant, grâce à l'information supplémentaire donnée par l'énergie de la particule de recul dans le scintillateur deutéré, on peut très facilement distinguer ces événements parasites et les éliminer, les protons de la réaction $D(n, nnp)$ ayant environ 4 MeV dans cette région.

TdV 1 : CANAL 36



Il faut souligner ici l'importance de la redondance en l'absence de laquelle le phénomène étudié aurait pu être faussé sans qu'on puisse aisément y remédier et bien que l'expérience soit encore cinématiquement complète !

Précisons encore que les temps de mesure sont différents pour les trois photographies de la fig. 22. C'est pour cette raison que le pic de diffusion élastique sous 80° est clairement visible sur la fig. (b). De plus, la comparaison entre les fig. (a) et (c) montre clairement l'apparition d'événements dus à la diffusion inélastique sur le deutérium.

La seconde remarque concerne la soustraction du bruit de fond à proximité de la ligne élastique. La fig 21,b qui reproduit une partie de la matrice E 3 - TdV 2 correspondant à la colonne 28 de la matrice TdV 1 - TdV 2, montre que l'accumulation des bons événements est de moins en moins discernable d'un bruit de fond augmentant très rapidement. En fait, le canal 28 du TdV 1 est le dernier où nous avons admis que l'effet cherché était encore statistiquement significatif. Toutefois, à cause de l'erreur importante, nous considérerons par la suite que cette région du spectre est seulement donnée à titre indicatif.

La méthode de soustraction des événements fortuits exposée ci-dessus repose sur l'hypothèse que le bruit de fond est suffisamment régulier pour qu'on puisse le considérer comme constant sur l'espace d'une case d'une matrice 32 x 32, c'est-à-dire sur une région de $4 \text{ cx} \cdot 4 \text{ cx}$ lorsqu'on utilise une résolution de 128 cx pour chaque temps de vol. (Bien que les données soient primitivement enregistrées avec une résolution de 256 cx, des considérations statistiques qui deviendront évidentes par la suite nous ont conduits à adopter une "définition" de 128 cx.)

La fig. 23 montre les projections en 128 cx sur les deux axes de temps de vol. Le bruit de fond a été entièrement soustrait et les erreurs statistiques indiquées sont calculées en supposant une distribution normale des erreurs.

$E_{d,p}$

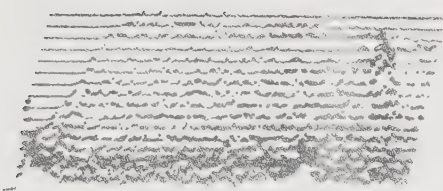



C_6D_6

(a)

$\longrightarrow$ TdV1 (30°)

$E_{d,p}$

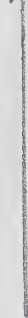
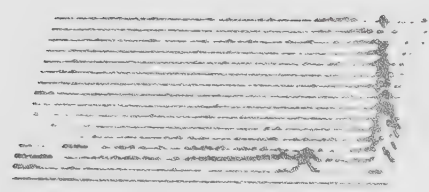



C_6D_6

(b)

$\longrightarrow$ TdV2 (80°)

E_p

C_6H_6

(c)

$\longrightarrow$ TdV1 (30°)

Fig. 8

Projection sur les axes après élimination du bruit de fond.

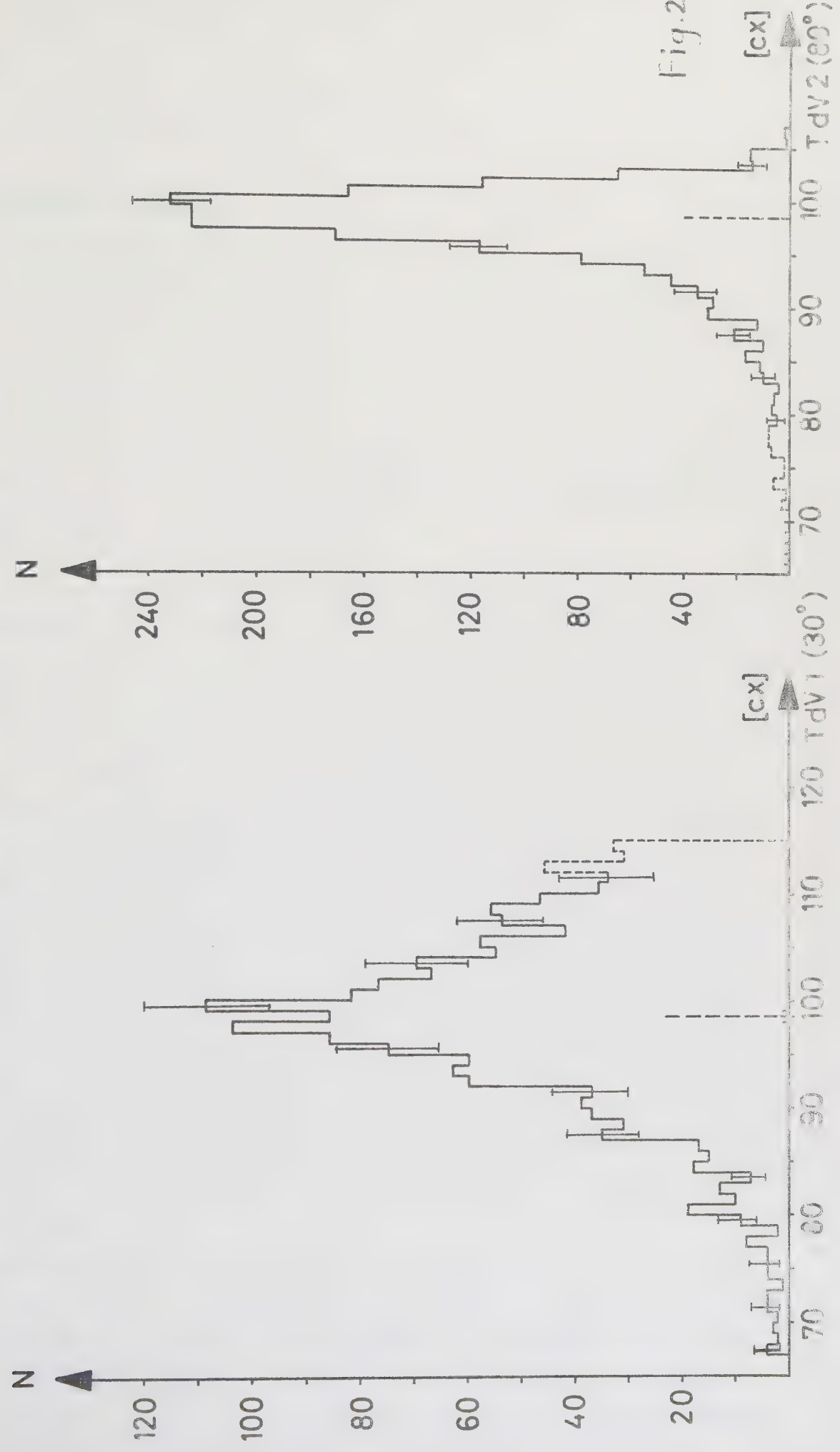


Fig. 22

III.3 Etalonnage en énergie

Lors de l'interprétation des mesures, la forme du spectre expérimental aura une importance primordiale. Ceci implique un étalonnage absolu en temps de vol (donc en énergie) extrêmement précis. En effet, la non-linéarité de la relation temps de vol - énergie conduit à un élargissement ou au contraire à une contraction de la distribution expérimentale selon que, pour un canal donné, le temps de vol correspondant aura été surestimé ou sousestimé. Il est donc nécessaire de mesurer la pente de la droite de conversion temps-amplitude et, de façon absolue, un point de celle-ci.

Il s'est avéré, au cours de l'étalonnage, que cette mesure devait être faite dans les conditions mêmes de l'expérience et non pas à l'aide de sources γ ou d'impulsions issues d'un générateur. La raison en est que les PM associés aux détecteurs de neutrons sont montés de façon à obtenir un gain maximum (rendement maximum de détection) au détriment de la linéarité. Il s'ensuit que les mises en forme temporelles (OX 1.2) perdent un peu de leur efficacité. Pour des neutrons monoénergétiques, le centre de gravité du pic de temps de vol dépend alors dans une faible mesure de l'amplitude E_p des impulsions produites par les protons de recul dans les ~~#~~NE 102. Ce phénomène est illustré par la photographie de la fig. 24 qui montre, pour des neutrons de 14,15 MeV, le pic de temps de vol en fonction de E_p . On observe un décalage de 5 canaux entre les valeurs extrêmes de E_p . Le pic de temps de vol que l'on mesure habituellement est la somme de tous ces pics partiels. Il en résulte, outre une perte en résolution, que la droite de conversion temps-amplitude présente une pente apparente différente de celle qu'on obtient en gardant constante l'amplitude du spectre des particules de recul.

Nous avons donc mesuré la droite de conversion en prenant à nouveau, comme source de neutrons d'énergie variable, les neutrons de 14,15 MeV diffusés élastiquement sur l'hydrogène ou le deutérium. Comme point absolu d'étalonnage pour le temps de vol du neutron 1, nous avons considéré la position du maximum du pic élastique tel qu'il apparaît dans la projection des résultats expérimentaux sur l'axe TdV 1.

INFLUENCE DE L'AMPLITUDE DE
L'IMPULSION DU REcul SUR LA POSITION
DU PIC DE TEMPS DE VOL

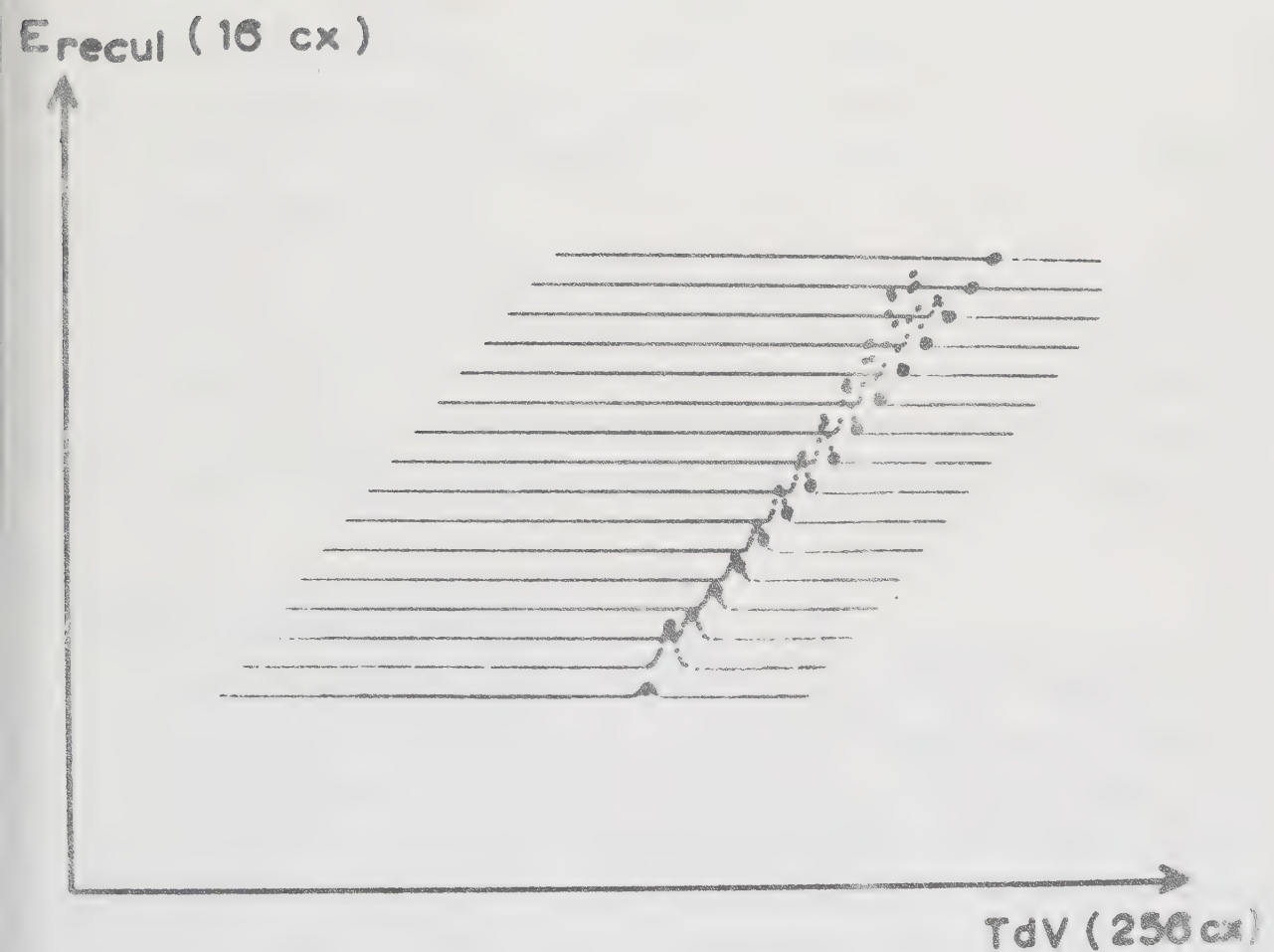


Fig.24

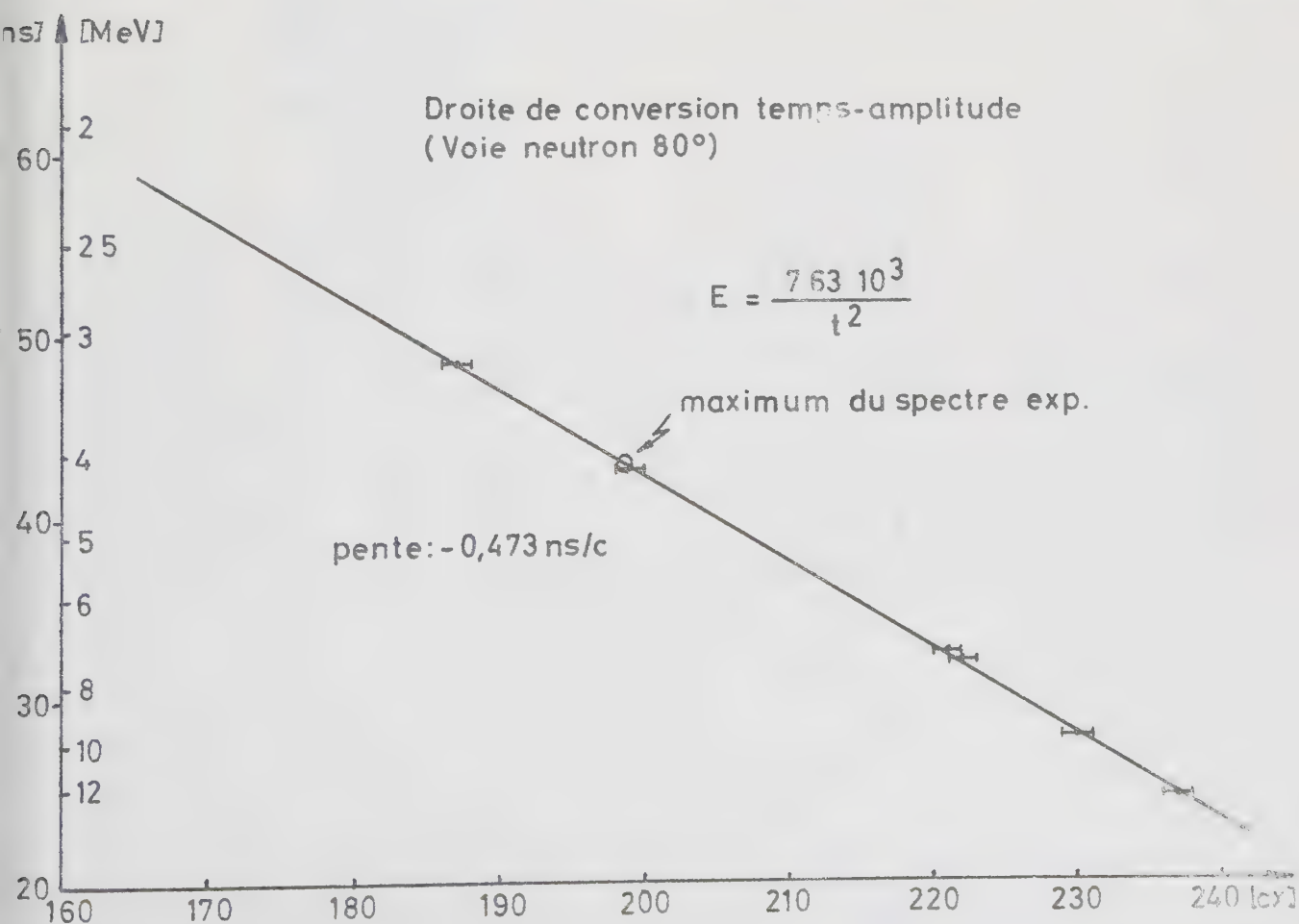
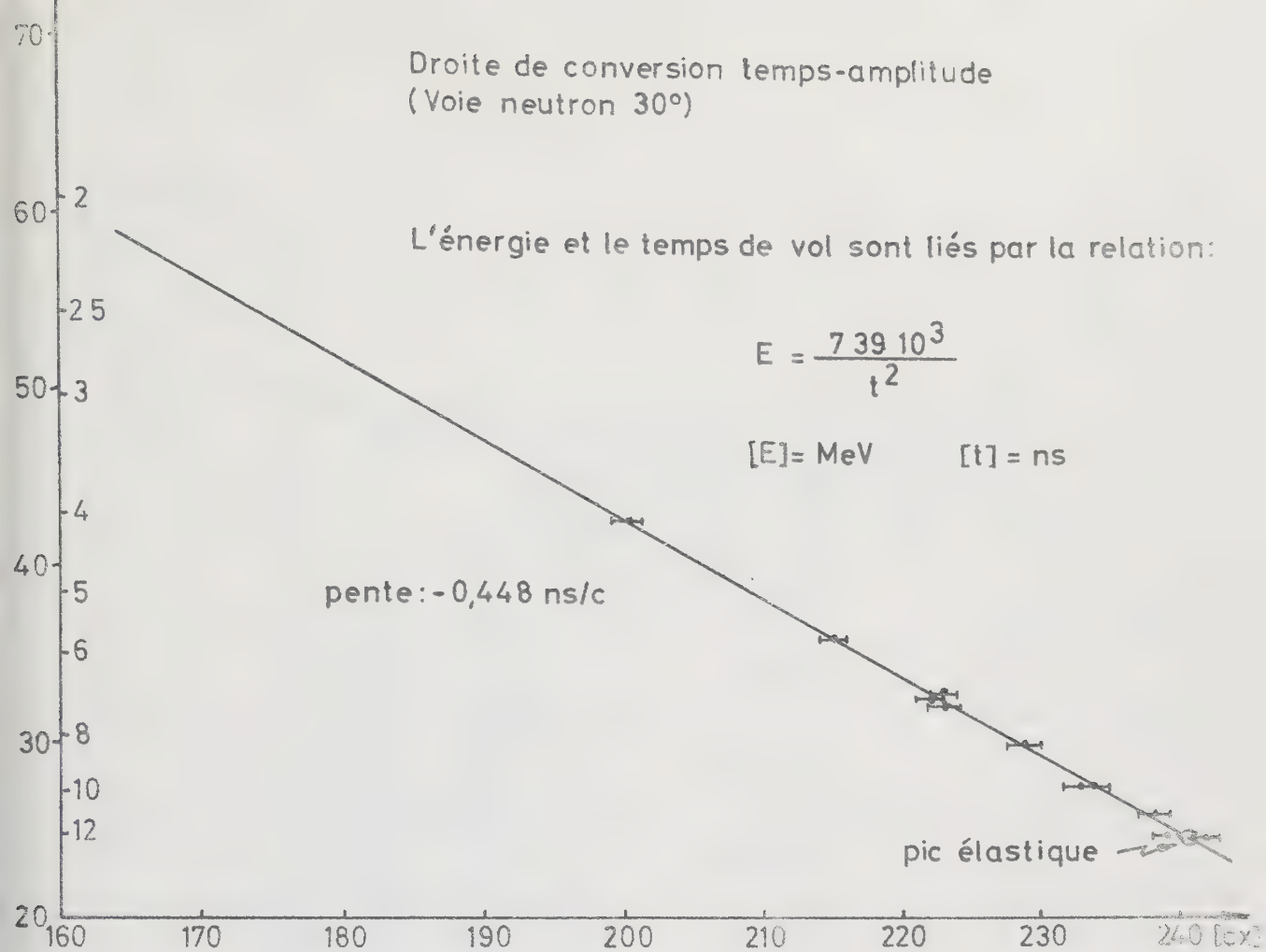
Pour le temps de vol du neutron 2, en l'absence de pic élastique, nous avons pris la position du maximum de la distribution expérimentale projetée sur l'axe TdV 2.

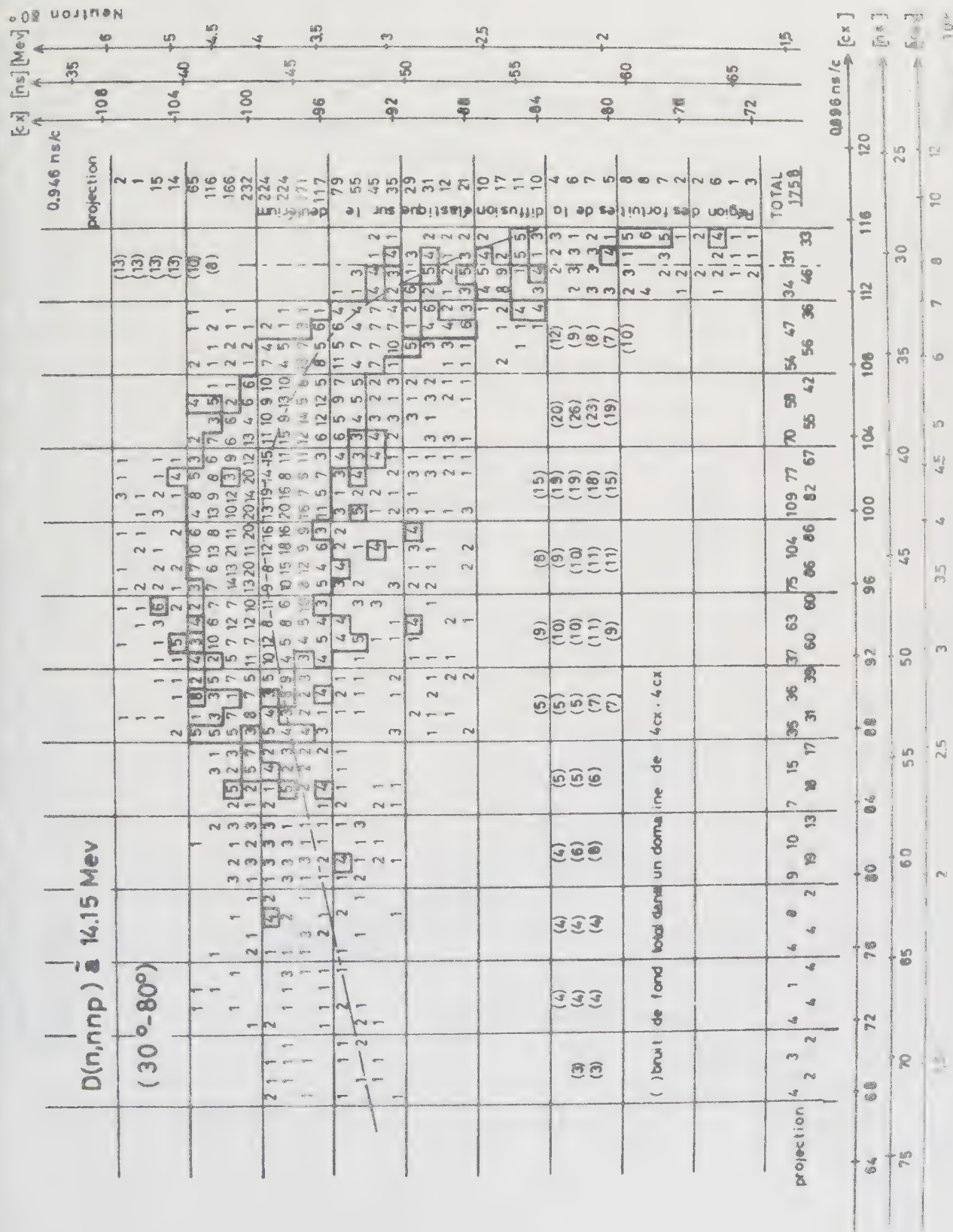
Les courbes d'étalonnage sont reportées sur les graphiques de la fig. 25. La distorsion introduite par la variation rapide de l'efficacité des détecteurs ainsi que la faible valeur de la section efficace différentielle pour les grands angles rendent impossibles des mesures précises de la position du pic de temps de vol pour des énergies inférieures à 3 MeV.

L'essentiel des résultats de ce chapitre est résumé dans la fig. 26. Lorsqu'on effectue la projection sur les axes TdV 1 ou TdV 2, il faut déduire du total le quart de la somme des nombres entre parenthèses correspondant à chaque ligne ou à chaque colonne. Ces derniers représentent le bruit de fond moyen pour chaque domaine de $4cx \cdot 4cx$.

III.4 Correction de l'efficacité

Connaissant l'étalonnage en énergie, il est maintenant possible de tenir compte de l'efficacité des détecteurs de neutrons. On associe alors à chaque case (i,j) de la matrice TdV 1 - TdV 2 un facteur multiplicatif de correction $C_{ij} = \frac{1}{\eta_1(E_i) \cdot \eta_2(E_j)}$, $\eta_1(E_i)$ étant l'efficacité du détecteur 1 pour l'énergie moyenne E_i correspondant au temps de vol moyen du canal i . Cette façon de faire est légitime si le rendement est une fonction variant lentement avec l'énergie. Cette condition est bien suffisamment remplie dans notre cas pour une énergie supérieure à 2,5 MeV, comme on peut s'en convaincre en regardant la fig. 15. Le résultat de ces calculs donne la matrice qu'on aurait obtenue si les détecteurs avaient eu un rendement de 100 %. La fig. 27 donne les projections de cette matrice sur les axes TdV 1 et TdV 2. Ce sont ces spectres que nous comparerons avec les prédictions théoriques, en particulier la projection sur l'axe TdV 1.





Projection des événements sur les axes TdV1 et TdV2 (compte tenu de l'efficacité des détecteurs)

(128 canaux)



III.5 Problème de la résolution expérimentale

Pour pouvoir comparer nos résultats expérimentaux avec les calculs théoriques, il faut tenir compte de deux causes de distorsion des spectres. D'une part, le volume des détecteurs introduit une imprécision sur les angles θ_1 et θ_2 (élargissement cinématique) et une indétermination sur les distances de vol des neutrons. D'autre part, les appareils ont un pouvoir de résolution fini qui provoque lui aussi un élargissement des spectres. Nous allons tenter, moyennant quelques hypothèses, de déterminer une "fonction de résolution" que nous convoluerons avec les distributions théoriques et qui simulera les effets que nous venons d'énumérer.

Considérons tout d'abord la mesure du temps de vol de neutrons diffusés élastiquement par le C_6D_6 dans un des détecteurs NE 102 A. Dans ce qui suit, on admettra que le diffuseur sphérique est assimilable à un cube de volume équivalent.

Nous appellerons extension les dimensions du compteur perpendiculaires à la direction de diffusion et épaisseur la dimension parallèle à cette direction.

Procédons par étapes :

a) Diffuseur ponctuel et détecteur mince (fig. 28a)

Dans ce cas, on tient compte de l'élargissement cinématique en divisant le détecteur en une "mosaïque" de compteurs suffisamment petits et en faisant la somme des contributions partielles. Ce procédé n'est valable que si la distance de vol d_i reste pratiquement constante, c'est-à-dire si l'extension du détecteur est petite vis-à-vis de la distance de vol. Il n'y a donc pas d'élargissement provoqué par une incertitude sur les distances de vol.

b) Diffuseur et détecteur minces (fig. 28b)

On se ramène au cas précédent en considérant que le diffuseur est aussi formé par un assemblage de diffuseurs plus petits. On fait la somme des contributions de toutes les paires (i,j) possibles.

Source de neutrons

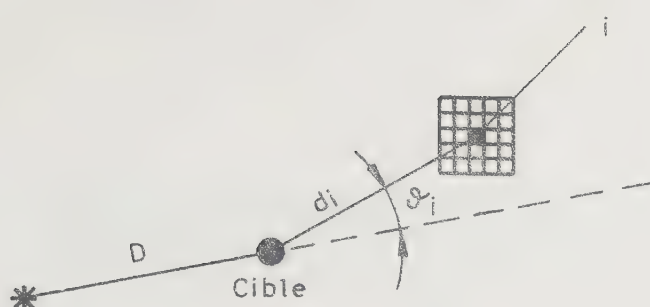


Fig. 28 a

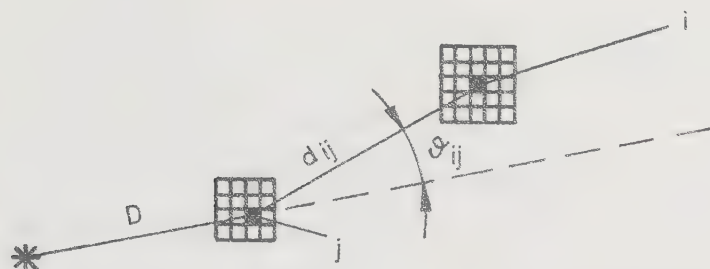


Fig. 28 b

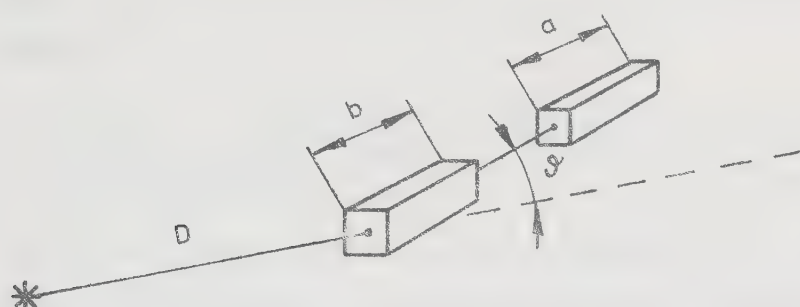
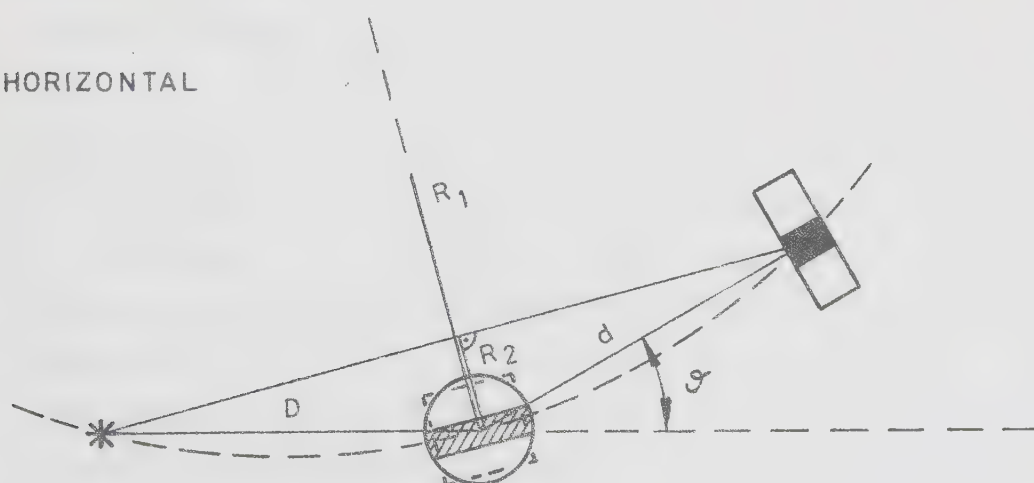


Fig. 28 c

PLAN HORIZONTAL



Ces approximations ne sont valables que si D et d sont beaucoup plus grands que les dimensions des détecteurs, et si ϑ est relativement petit.

Fig. 28 d

c) Diffuseur et détecteur d'extension négligeable, mais d'épaisseur a et b (a > b) (fig. 28c)

Dans ce cas, il n'y a pas d'élargissement cinématique (pour autant que θ ne soit pas trop grand), mais le spectre est élargi à cause de l'imprécision sur les distances de vol. On calcule aisément que la distribution de ces dernières est approximativement donnée par un trapèze de base a+b et de sommet a-b (fig. 30). Pour les compteurs utilisés dans la présente expérience, a = 4 cm et b = 3,2 cm. On voit que le trapèze obtenu se laisse bien approcher par une gaussienne de même largeur donnée par

$$G = \frac{1}{\sigma} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(d_0-d)^2}{2\sigma^2}} \quad \text{avec : } \sigma^2 = \frac{b^2}{8\ln 2} = 2,88$$

Rappelons que le temps de vol est proportionnel, pour une énergie donnée, à la distance de vol.

d) Diffuseur et détecteur avec une extension et une épaisseur non négligeables

Si l'extension et l'épaisseur des compteurs sont petites comparées aux distances source de neutrons-diffuseur et diffuseur-détecteur, on peut essayer de ramener le problème aux cas précédents. Nous allons montrer qu'il est possible de tenir compte d'abord de l'élargissement cinématique seulement (cas b), puis de convoluer le résultat par une fonction donnant la distribution des temps de vol (cas c).

Les fig. 29a et 29b illustrent la manière dont l'angle de diffusion θ et la distance de vol d dépendent respectivement de l'extension et de l'épaisseur des compteurs. On constate alors que l'élargissement cinématique est presque entièrement dû à l'extension, tandis que les distances de vol ne varient sensiblement qu'avec l'épaisseur. Ceci nous permet de diviser le diffuseur en zones correspondant chacune à un angle θ bien déterminé. Celles-ci sont des portions d'une surface à 2 rayons de courbure, R_1 dans le plan formé par les directions d'incidence et de diffusion et R_2 dans le plan perpendiculaire (fig. 28a). Si R_1 et R_2 sont suffisamment grands, ces zones sont assimilables à des plans à l'intérieur du volume du diffuseur.

ET DE L'EXTENSION DES DETECTEURS

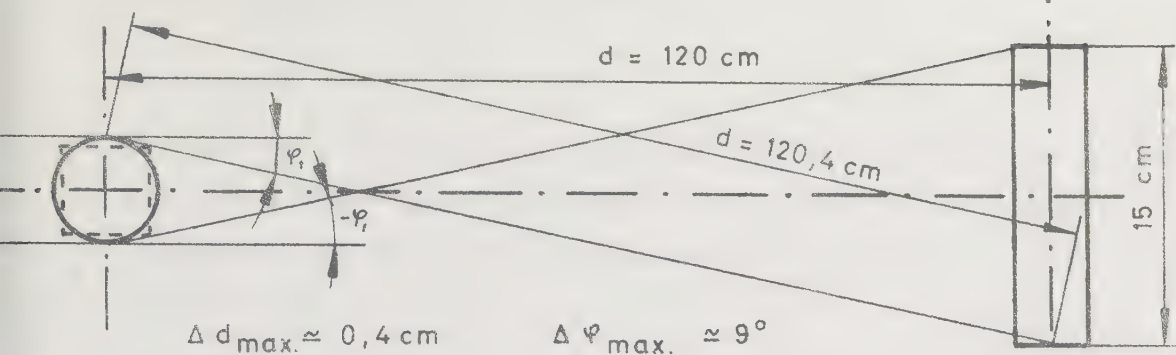


Fig. 29 a

suppose que le flux incident est parallèle sur toute section de la cible (Echelle arbitraire)

ET DE L'ÉPAISSEUR DES DETECTEURS

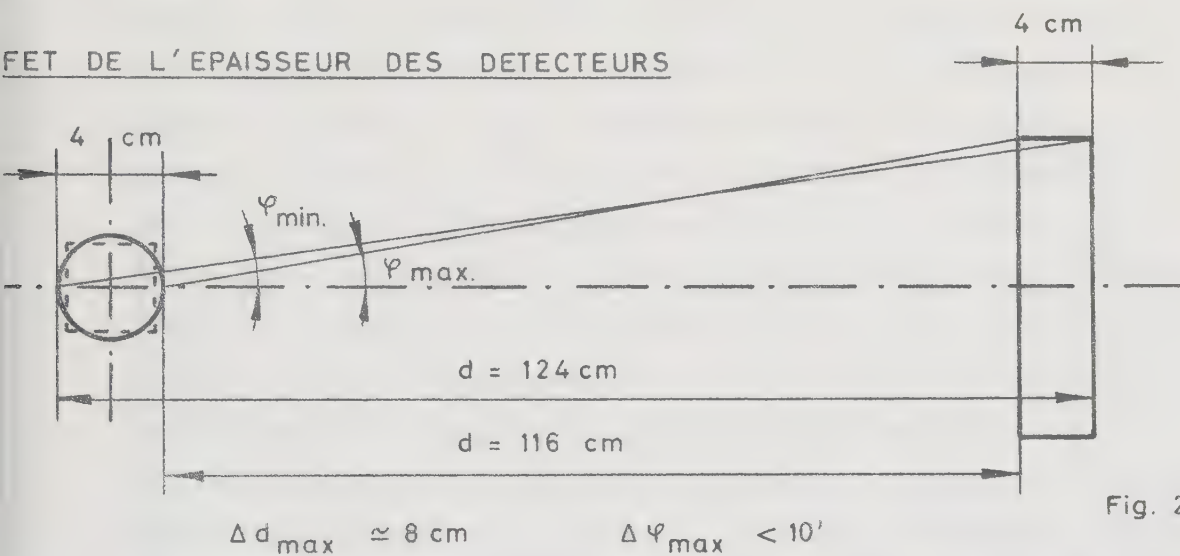
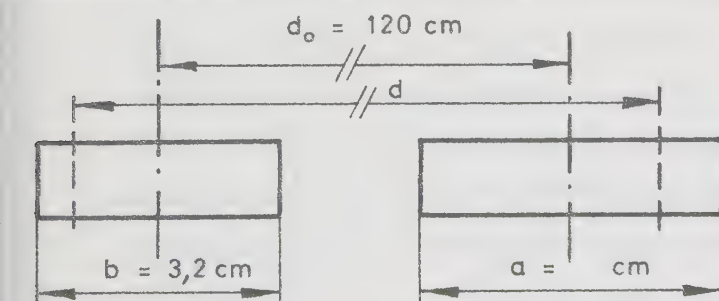


Fig. 29 b



La distribution de d est donnée par la convolution d'un rectangle de largeur a par un rectangle de largeur b

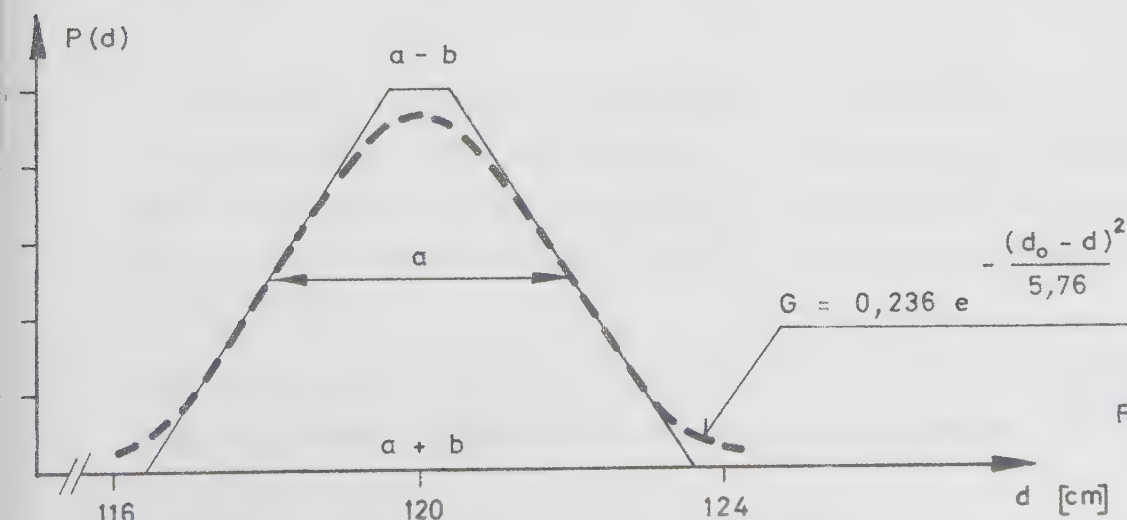


Fig. 30

On peut donc résoudre le problème en considérant d'abord un diffuseur mince divisé en bandes parallèles (cas b), puis tenir compte de l'épaisseur en convoluant avec la gaussienne déterminée dans le cas c) (pour des angles θ pas trop grands).

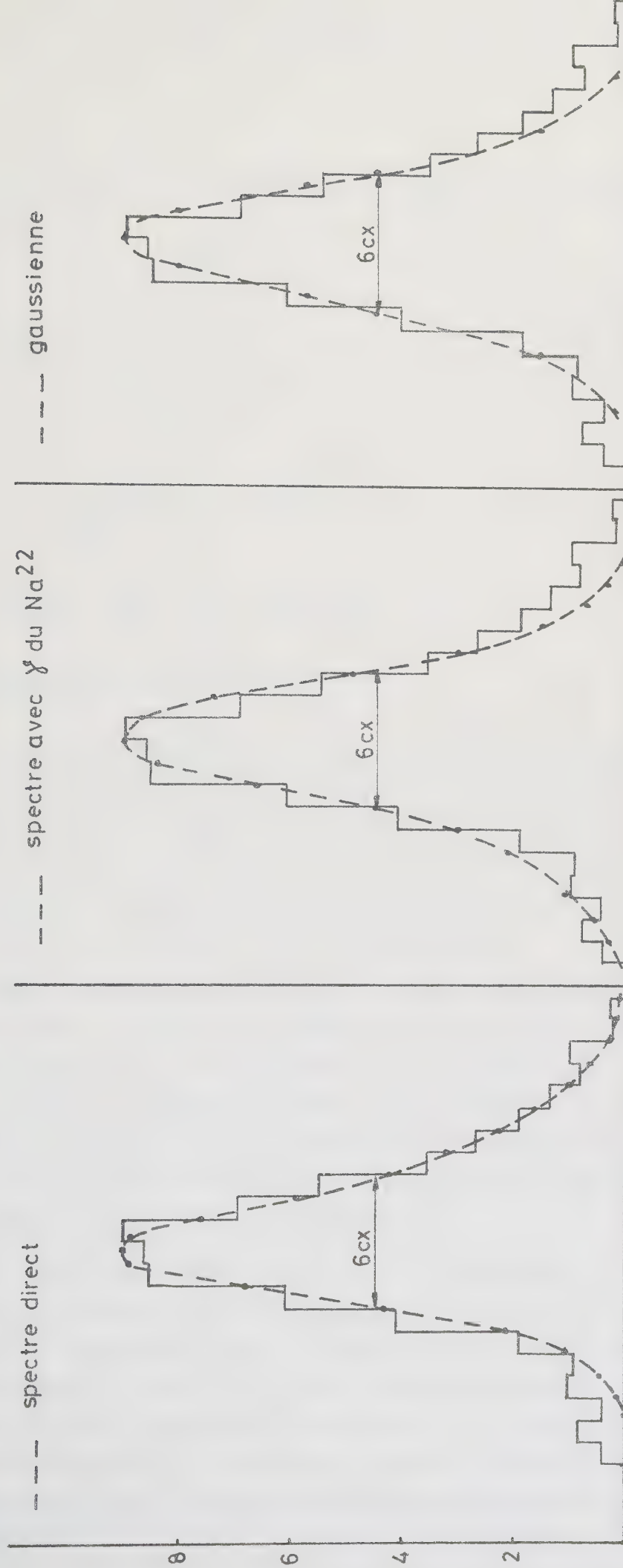
Pour se faire une idée de la validité de l'approximation qui précède par comparaison avec l'expérience, il nous faut encore tenir compte des caractéristiques de l'appareillage. Les fig. 31a,b,c représentent quelques spectres expérimentaux qui vont nous permettre de déterminer une "fonction de résolution instrumentale". La fig. 31a montre le spectre de temps de vol des neutrons diffusés élastiquement sous 30° sur le deutérium tel qu'il apparaît après 1000 h de mesure (trait plein) et le même spectre pris directement (traitillé). La comparaison de ces deux courbes démontre que la stabilité électronique a été excellente et que la longue durée de la mesure n'a pas contribué à élargir sensiblement le spectre expérimental. La fig. 31b montre le même spectre que ci-dessus, mais comparé cette fois-ci à un spectre de temps de vol γ . La largeur semblable de ces deux pics permet de tirer la conclusion que, pour une énergie de 12,4 MeV, la distorsion introduite par les appareils est bien supérieure à l'effet du volume des #. Enfin, la fig. 31c permet de comparer l'allure des pics de temps de vol (pic élastique) avec une gaussienne de même largeur à mi-hauteur. En conclusion, l'accord raisonnablement bon entre ces deux dernières courbes nous autorise à décrire l'effet instrumental par une gaussienne adaptée au pic élastique et dont la largeur à mi-hauteur vaut :

$$\Delta_{\frac{1}{2}} = \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta^2(E)}$$

Δ_0 représente la résolution intrinsèque de l'électronique alors que $\Delta(E)$ représente l'effet de l'épaisseur des détecteurs. (Ces deux effets étant indépendants, la convolution d'une gaussienne de largeur Δ_0 par une gaussienne de largeur $\Delta(E)$ donne une nouvelle gaussienne de largeur $\sqrt{\Delta_0^2 + \Delta^2(E)}$.)

Pour une énergie de 12,4 MeV, $\Delta(E)$ vaut 0,82 ns. $\Delta_{\frac{1}{2}}$ étant déterminée expérimentalement (fig. 31c) et valant 2,9 ns, Δ_0 prend donc la valeur de 2,78 ns.

histogramme : pic des fortuites de la diffusion élastique sous 30°



(a)

(b)

(c)

La largeur à mi-hauteur Δ_1^1 est reliée au paramètre caractéristique σ par la relation :

$$\sigma^2 = \frac{\Delta_1^1{}^2}{8 \ln 2}$$

Pour une distance de vol de 120 cm et pour une énergie donnée E, notre fonction de résolution tenant compte de l'épaisseur des détecteurs et des caractéristiques instrumentales aura donc la forme :

$$G_E(t) = \frac{0,4}{\sqrt{\frac{1,51}{E} + 1,4}} e^{-\frac{(t_0-t)^2}{\frac{3,02}{E} + 2,8}}$$

avec $t = \frac{85,95}{\sqrt{E}} \quad [\text{ns}]$ et $\sigma^2 = \frac{1,51}{E} + 1,4$

Cette gaussienne est normée à 1.

La fig. 32 permet de vérifier que l'allure des spectres expérimentaux est bien reproduite en fonction de l'énergie. Sont représentés sur cette figure, pour des énergies de neutrons diffusés élastiquement de 4 et 7 MeV, le pic qu'on observerait si la seule cause d'élargissement était l'extension des détecteurs, ce même pic convolué avec la fonction de résolution G et finalement le spectre expérimental.

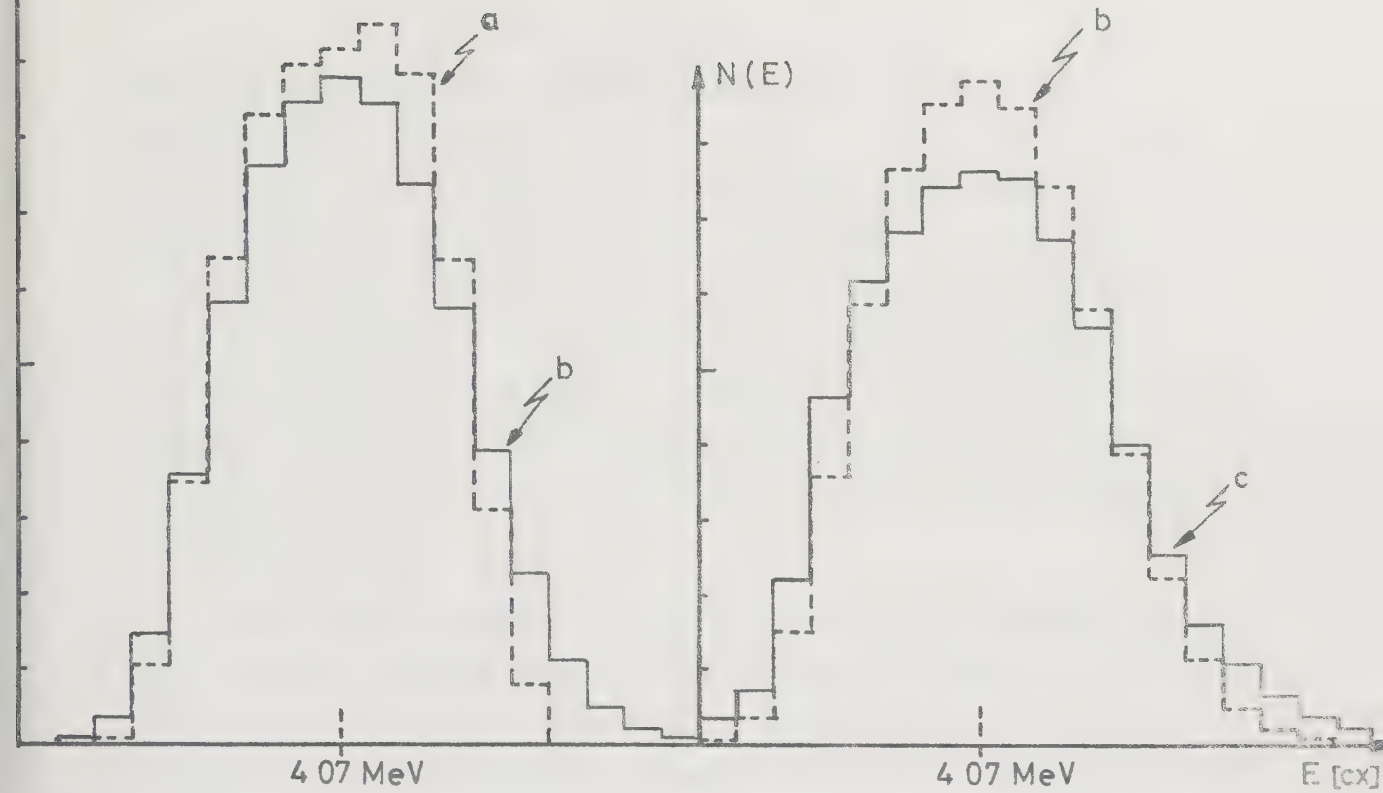
L'accord entre les pics simulés et les pics expérimentaux nous paraît très satisfaisant. Le faible désaccord entre les largeurs à mi-hauteur s'explique aisément par la non-linéarité de la relation temps de vol - énergie. En effet, la comparaison étant faite en énergie, une erreur d'un canal sur la position du pic expérimental de temps de vol peut élargir ou rétrécir le spectre de 50 à 100 keV lorsqu'on effectue la transformation des temps de vol en énergie.

Le passage d'une cinématique à deux corps à une cinématique à 3 corps pose quelques problèmes. Il n'est en général plus possible de séparer les effets de l'extension et ceux de l'épaisseur de la cible car à un déplacement dans la direction d'un des compteurs de neutrons (variation de la distance de vol) correspond une variation de l'angle sous lequel est vu le second compteur. Nous ferons toutefois l'hypothèse que la méthode que nous venons de décrire est encore applicable au cas qui nous occupe.

$N(E)$

Diffusion élastique sous 57° sur H

1 canal : 220 keV

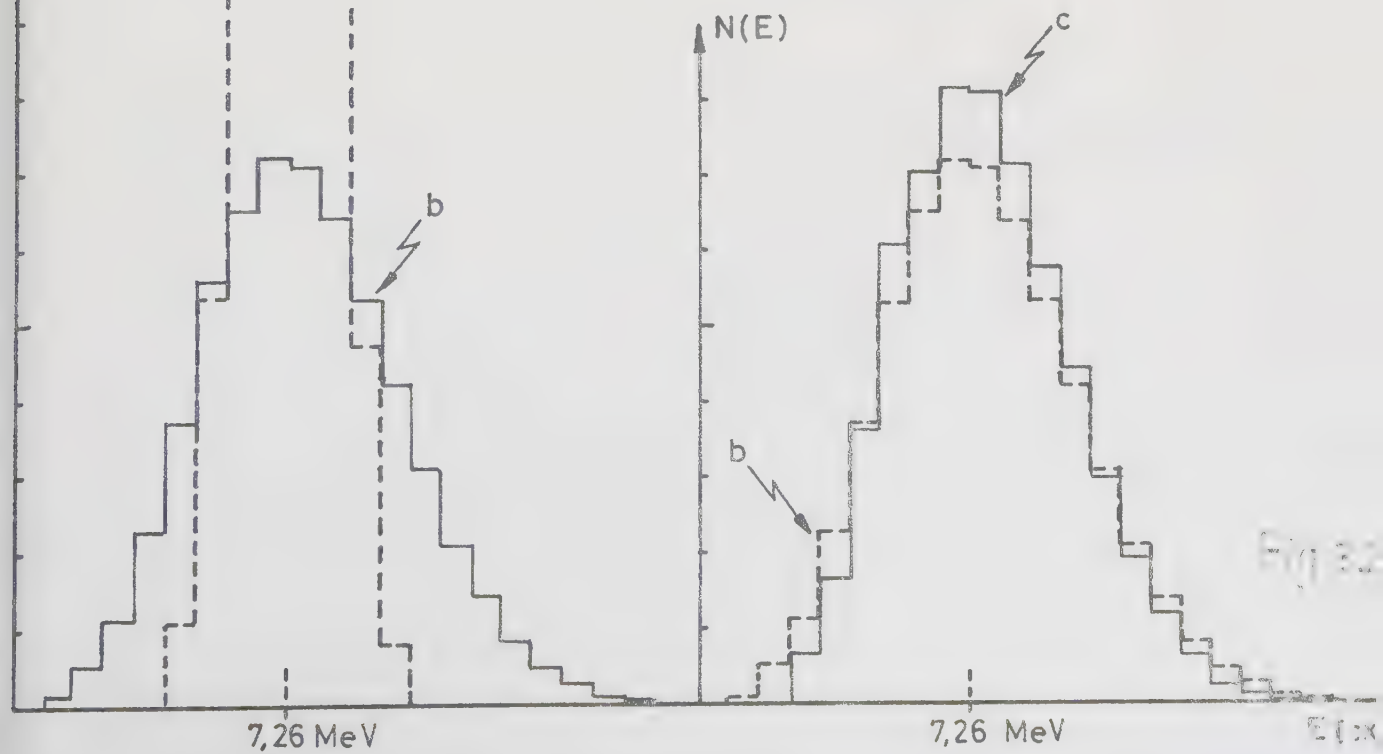
 $N(E)$

Diffusion élastique sous 69° sur D

a : spectre simulé non convolué

b : spectre simulé convolué

c : spectre expérimental



Cette simplification se justifie par le fait que le volume du $\# \text{C}_6\text{D}_6$ est beaucoup plus petit que celui des $\# \text{NE 102}$ (33 cm^3 au lieu de 900 cm^3). L'examen des courbes cinématiques montre qu'on néglige ainsi un élargissement selon l'axe TdV 1 qui correspond à environ 50 keV. Les déformations selon l'axe TdV 2 ne nous intéressent pas, car nous ne considérerons par la suite que la projection des événements sur l'axe TdV 1. En effet, la région cinématique dans laquelle s'accumulent les événements intéressants étant parallèle à cet axe, le détail de leur distribution ne sera observable que dans cette projection.

En résumé, nous simulerons l'expérience complète en considérant d'abord des détecteurs minces, puis nous convoluerons la projection sur l'axe TdV 1 avec la fonction G déterminée plus haut pour tenir compte de l'épaisseur des détecteurs et de la résolution instrumentale. Il faut souligner que ce procédé est satisfaisant parce que l'angle $\theta_1 = 30^\circ$ est relativement faible. Cette façon de faire en deux temps a en outre l'avantage de nous permettre d'utiliser un programme déjà fait par G.C. Phillips et coll. pour l'interprétation de leurs propres résultats.

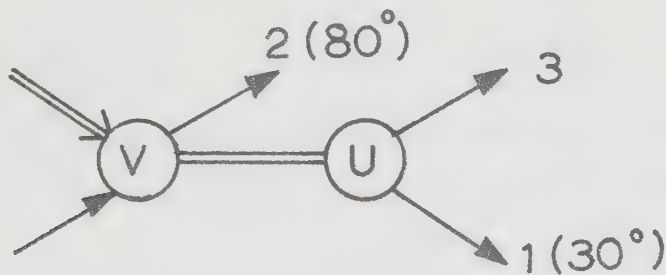
Chap. IV - INTERPRETATION DES RESULTATS

IV.1 Introduction

Par un choix judicieux des conditions expérimentales (voir appendice A), nous nous sommes placés dans une situation où l'on peut espérer isoler un mécanisme particulier de la réaction à 3 corps et simplifier ainsi l'interprétation des spectres. Ce mécanisme est celui de l'interaction dans l'état final, décrite par l'approximation de Watson que nous allons exposer ci-dessous. Cependant, avant d'en donner une présentation formelle et plus rigoureuse, il est utile de rappeler deux notions qui sont à la base de la description du phénomène et qui permettent de s'en faire une idée intuitive, à savoir : la factorisation de la fonction d'onde et le renversement du temps.

IV.2 Factorisation de la fonction d'onde

Considérons le modèle de réaction suivant :



(La numérotation des particules correspond aux conventions adoptées dans ce travail)

V représente l'interaction responsable de la cassure du deuton (Interaction primaire), tandis que U n'agit qu'entre la paire de nucléons (1,3).

L'Hamiltonien total s'écrit donc $H = H_0 + V + U$. Le potentiel V est supposé de courte portée si bien que les nucléons (1,3) interagissent encore relativement longtemps après avoir quitté le domaine de l'interaction primaire lorsqu'ils ont une énergie relative faible.

Au lieu de décrire l'état final asymptotique ψ_b au moyen d'ondes planes, introduisons les nouvelles variables :

$$(1) \quad \begin{aligned} \vec{R} &= \frac{1}{2} (\vec{r}_1 + \vec{r}_3) & \vec{P} &= \vec{p}_1 + \vec{p}_3 \\ \vec{r} &= (\vec{r}_1 - \vec{r}_3) & \vec{q} &= \frac{1}{2} (\vec{p}_1 - \vec{p}_3) \\ \vec{r}_2 &= \vec{r}_2 & \vec{p}_2 &= \vec{p}_2 \end{aligned}$$

Ceci implique la substitution :

$$\psi_b = \chi(\vec{r}_1) \chi(\vec{r}_2) \chi(\vec{r}_3) \rightarrow \chi(\vec{r}_2) \chi\left(\frac{(\vec{r}_1 + \vec{r}_3)}{2}\right) \phi_{13}(q, \vec{r}_1 - \vec{r}_3)$$

où ϕ satisfait l'équation ($\ell=0$)

$$(2) \quad \left(-\frac{d^2}{dr^2} + U\right) \phi_{13} = q^2 \phi_{13} \quad \text{avec } \hbar = 1 \text{ et } m = \frac{m_1 m_3}{m_1 + m_3} = \frac{1}{2}$$

et $U = U(|\vec{r}_1 - \vec{r}_3|)$

Faisons alors trois hypothèses :

- a) L'interaction V est largement indépendante des détails de l'interaction de la paire (1,3) pour q petit.
- b) L'interaction V est de courte portée.
- c) L'interaction U est fortement attractive.

Dans ce cas il est raisonnable de considérer la fonction ϕ_{13} pour $r \approx 0$ et de la sortir de l'élément de matrice. On écrira alors :

$$\langle b | T | a \rangle \approx \phi_{13}(q, r \approx 0) \langle b | T^{(0)} | a \rangle$$

$\langle b | T^{(0)} | a \rangle$ est l'élément de matrice décrivant l'interaction primaire. Le facteur $\phi_{13}(q, r \approx 0)$ est appelé dans la littérature anglo-saxonne "enhancement factor". Comme

$$\sigma_{ba} = |\langle b | T | a \rangle|^2 \cdot \rho$$

ρ étant le facteur d'espace de phase on a :

$$(3) \quad \sigma_{ba} = C \cdot |\phi_{13}(q, r \approx 0)|^2 |T_{ba}^{(0)}|^2 d^3 q \cdot d\Omega_2$$

$d^3 q$ représente l'espace de phase disponible pour la paire (1,3), $d\Omega_2$ est l'angle solide dans lequel la particule 2 est émise, C est un facteur de normalisation.

La quantité $|\phi_{13}(q,r)|^2$ qui apparaît ici donne la probabilité de trouver la paire (1,3) avec une impulsion relative q et une distance relative r . Puisque l'interaction dans l'état final apparaît pour des valeurs de r petites (hyp. b), il est naturel de considérer $\phi_{13}(q,r \approx 0)$.

D'autre part, pour des valeurs de q suffisamment petites, on peut grâce à l'hypothèse c) prendre pour $\phi_{13}(q,r \approx 0)$ la solution asymptotique. En effet, soit b la portée du potentiel U . Pour $r < b$, on peut négliger l'énergie relative vis-à-vis de la profondeur de U ; la solution intérieure pour ϕ_{13} ne dépendra donc pas de q , sinon par l'intermédiaire des conditions de raccordement en $r=b$. Dans ce cas, la dépendance en q de la solution asymptotique sera aussi valable à l'intérieur du potentiel U .

IV.3 Renversement du temps

Considérons le processus se déroulant en sens inverse dans le temps. La probabilité que les trois particules arrivent ensemble dans le volume de l'interaction primaire V sera d'autant plus grande que l'interaction U entre deux d'entre elles sera forte et attractive, donc que la section efficace $\sigma_{13}(q)$ pour la paire (1,3) sera grande. On est ainsi amené à écrire pour le processus direct :

$$(4) \quad d\sigma_{ba} \propto \sigma_{13}(q) d^3q \cdot | \langle b | T(0) | a \rangle |^2 d\Omega_2$$

$\langle b | T(0) | a \rangle$ représente à nouveau l'interaction primaire et d^3q l'espace de phase disponible pour la paire de nucléons.

Le facteur d'augmentation (enhancement factor) apparaît ici comme une section efficace. Nous verrons plus loin que c'est un cas limite du précédent.

IV.4 Formalisme de Lippmann-Schwinger

De façon tout à fait générale on peut écrire, pour une interaction $H = H_0 + V$ faisant passer d'un état initial $|a\rangle$ à un état final $|b\rangle$:

$$(5) \quad T_{ba} = \langle \chi_b, V\psi_a^+ \rangle = \langle \psi_b^-, V\chi_a \rangle$$

Les χ sont les fonctions propres de l'hamiltonien libre H_0 .

Les fonctions d'ondes $\psi^\pm$ sont respectivement solutions sortantes et entrantes de l'équation :

$$(6) \quad \psi^\pm = \chi + \frac{1}{E-H_0 \pm i\epsilon} V\psi^\pm$$

Pour étudier l'interaction dans l'état final, nous allons poser comme nous l'avons fait plus haut :

$$(7) \quad H = H_0 + V + U$$

L'équation de Lippmann-Schwinger s'écrit alors :

$$(8) \quad \psi^\pm = \chi + \frac{1}{E-H_0 \pm i\epsilon} (V+U)\psi^\pm$$

De même les fonctions d'ondes décrivant l'interaction des particules (1,3) en l'absence de V sont solutions de :

$$(9) \quad \phi^\pm = \chi + \frac{1}{E-H_0 \pm i\epsilon} U\phi^\pm$$

En combinant (8) et (9), on peut exprimer les solutions $\psi^\pm$ en prenant les $\phi^\pm$ comme fonctions de référence au lieu des χ :

$$(10) \quad \psi^\pm = \phi^\pm + \frac{1}{E-H_0-U \pm i\epsilon} V\psi^\pm$$

En utilisant les relations (9) et (10), l'élément de matrice T_{ba} peut, après quelques calculs, se mettre sous la forme :

$$(11) \quad T_{ba} = \langle \chi_b, (U+V)\psi_a^+ \rangle = \langle \phi_b^-, V\psi_a^+ \rangle + \langle \chi_b, U\phi_a^+ \rangle$$

Le dernier terme représente l'élément de matrice pour la diffusion en l'absence de V .

Considérons encore les solutions $\psi^{(0)\pm}$ de l'équation de Lippmann-Schwinger pour $U=0$:

$$(12) \quad \psi^{(0)\pm} = \chi + \frac{1}{E-H_0 \pm i\epsilon} V \psi^{(0)\pm}$$

En introduisant (12) dans (11), l'élément de matrice s'écrit finalement :

$$(13) \quad T_{ba} = \langle \phi_b^-, V \psi_a^{(0)+} \rangle + \langle \psi_b^- - \phi_b^-, U \psi_a^{(0)+} \rangle$$

La signification du premier terme est facile à comprendre : le potentiel V transforme la solution entrante $\psi_a^{(0)+}$ (solution du problème sans interaction dans l'état final) en une onde ϕ_b^- , solution du problème de la diffusion sur U procédant en sens inverse dans le temps. Dans le cas de deux nucléons la fonction ϕ_b^- est connue et peut s'exprimer en termes de longueur de diffusion a et de portée effective r_0 .

L'expression (13) pour l'élément de matrice est exacte. L'approximation de Watson revient à négliger le second terme dans lequel figure encore ψ_b^- , solution exacte du problème à 3 corps dans toute sa complexité.

Dans le cas qui nous occupe cette simplification est justifiée parce que le potentiel U n'agissant par hypothèse qu'entre une paire de particules dans le canal de sortie, il ne connecte pas les canaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$. L'intégrale représentée par le second terme peut être négligée et il reste :

$$(14) \quad T_{ba} = \langle \phi_b^-, V \psi_a^{(0)+} \rangle$$

IV.5 Application au cas de l'interaction nucléon-nucléon dans l'état final

Nous allons retrouver de façon plus formelle les résultats que nous avons obtenus aux § IV.2 et § IV.3.

Considérons à nouveau les variables données par les relations (1) et introduisons dans (14) un ensemble complet d'ondes planes :

$$(15) \quad T_{ba} = \int d^3q' \langle \phi_b^-, \chi(q') \rangle \langle \chi(q'), V \psi_a^{(0)+} \rangle$$

Suivant l'hypothèse que le terme $\langle \chi_b, V\psi_a^{(0)+} \rangle$ est indépendant de q (sauf par la conservation de l'énergie), tout au moins dans la région qui contribue fortement à l'intégrale, l'équation (15) se réduit à :

$$\begin{aligned}
 (16) \quad T_{ba} &\approx \langle \chi_b, V\psi_a^{(0)+} \rangle \int d^3q' \langle \phi_b(q) | q' \rangle \\
 T_{ba} &\approx \langle \chi_b, V\psi_a^{(0)+} \rangle \int_{q'} d^3q' \int_r d^3r \langle \phi_b(q) | r \rangle \underbrace{\langle r | q' \rangle}_{e^{iq'r}} \\
 T_{ba} &\approx \langle \chi_b, V\psi_a^{(0)+} \rangle \int_r d^3r \langle \phi_b(q) | r \rangle \int_{q'} \underbrace{d^3q' e^{iq'r}}_{(2\pi)^3 \delta(r)}
 \end{aligned}$$

$$(17) \quad T_{ba} \cong \langle \chi_b, V\psi_a^{(0)+} \rangle_{\phi_b^{-*}}(q, r=0)$$

La section efficace est donnée par

$$(18) \quad d\sigma_{ba} \approx C \cdot |\phi_{13}(q, 0)|^2 \cdot |T_{ba}^{(0)}|^2 \cdot d^3q d\Omega_2$$

On retrouve l'équation (3).

Dans certains cas, la dépendance en q de ϕ_{13} peut être approchée par celle de T_{13} , l'amplitude de diffusion des particules 1 et 3. Cette amplitude est reliée de façon simple aux déphasages et à la section efficace. Elle est de ce fait d'une utilisation plus commode que la fonction d'onde pour l'analyse des résultats expérimentaux. C'est pourquoi cette forme du facteur d'augmentation (enhancement factor) est très couramment utilisée. Il ne faut cependant pas oublier que c'est un cas particulier.

La fonction d'onde asymptotique (onde S) est donnée par :

$$(19) \quad \phi_{13}^-(q) \sim \frac{e^{-i\delta} \sin(qr+\delta)}{qr}$$

$$\text{avec } q \cotg \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 q^2 \quad (\text{voir § IV.6})$$

δ : déphasage

a : longueur de diffusion

r_0 : portée effective

Cette fonction d'onde doit être estimée pour $qr \ll 1$. En développant en série et en ne conservant que les premiers termes :

$$\begin{aligned}\phi_{13}^{-*} &\approx \frac{e^{i\delta}}{qr} \{qr \cos\delta + \sin\delta\} = \frac{e^{i\delta}}{qr} \sin\delta \{qr \cotg\delta + 1\} \\ &= \frac{e^{i\delta}}{qr} \sin\delta \left\{1 - \frac{r}{a} + \frac{1}{2} q^2 r_0 r\right\}\end{aligned}$$

En négligeant encore le terme en q^2 (r_0 étant voisin de 2,5 fm, le terme $q^2 r r_0 \approx (qr)^2$) :

$$(20) \quad \phi_{13}^{-*} = \frac{e^{i\delta} \sin\delta}{q} \left\{ \frac{1}{r} - \frac{1}{a} \right\} = \frac{e^{i\delta} \sin\delta}{q} \cdot f(r)$$

La quantité $T_{13} = \frac{e^{i\delta} \sin\delta}{q}$ qui apparaît ici est justement l'amplitude de diffusion pour une onde S.

L'expression (20) est aussi valable à l'intérieur du potentiel U si $f(r)$ est solution de l'équation de Schroedinger pour ce potentiel (lorsque q^2 est négligeable devant $U(r)$).

L'équation (18) devient alors :

$$(21) \quad d\sigma_{ba} = C \cdot \sigma_{13}(q) |T_{ba}^{(0)}|^2 d^3q d\Omega_2 \quad \text{avec} \quad \sigma_{13}(q) \propto |T_{13}|^2 = \frac{1}{q^2} \frac{1}{1+\cotg^2\delta}$$

La constante C englobe la valeur $f(r=0)$. Les expressions (21) et (4) sont identiques, ce qui confirme les notions des § IV.2 et IV.3.

Le facteur $T_{ba}^{(0)}$ ne dépend pas, par hypothèse, des variables relatives de la paire (1,3). Il dépend, par contre, de l'angle θ_2 sous lequel la particule 2 est émise. Puisque dans notre cas $\theta_2 = 80^\circ$, on pourra considérer ce facteur comme constant et normer arbitrairement les prédictions théoriques.

Si l'on voulait tenir compte de la contribution des autres paires, en particulier de la paire (1,2), il serait nécessaire de connaître la forme explicite de $T_{ba}^{(0)}$. En effet, dans ce cas, l'angle θ_3 d'émission du proton n'est pas fixe et $T_{ba}^{(0)} = f(\theta_3)$.

Cependant, dans la configuration expérimentale choisie, les énergies relatives à l'exception de E_{13} restent toujours assez grandes pour le domaine de mesure accessible (voir appendice A). Les conditions de validité de l'approximation de Watson ne seraient donc plus satisfaites et les corrections introduites de cette façon sujettes à caution.

IV.6 Longueur de diffusion et portée effective ⁽¹⁰⁾

De façon très générale, on peut écrire, pour tout q et tout potentiel, la relation suivante :

$$(22) \quad q_1 \cotg \delta(q_1) - q_2 \cotg \delta(q_2) = (q_1^2 - q_2^2) \int_0^\infty (v_1 v_2 - u_1 u_2) dr$$

$\delta(q)$ étant le déphasage.

Les fonctions $u_{1,2}$ sont solutions de l'équation de Schroedinger pour un même potentiel U :

$$(23) \quad \frac{d^2}{dr^2} u_{1,2} + q_{1,2}^2 u_{1,2} - U u_{1,2} = 0$$

Les fonctions d'ondes $v_{1,2}$ sont solutions de (23) pour $U = 0$.

Faisons tendre, dans (22), q_2 vers 0 et posons $q_1 \equiv q$. On peut alors écrire :

$$(24) \quad \begin{aligned} u_1(q_1) &\equiv u(q) & \lim_{q_2 \rightarrow 0} u_2(q_2) &= u_0 \\ v_1(q_1) &\equiv v(q) & \lim_{q_2 \rightarrow 0} v_2(q_2) &= v_0 \end{aligned}$$

En définissant encore les quantités a et b par :

$$(25) \quad \lim_{q_2 \rightarrow 0} q_2 \cotg \delta(q_2) = \lim_{q_2 \rightarrow 0} \frac{q_2}{\delta(q_2)} \equiv -\frac{1}{a}$$

(Cette limite existe car on peut montrer qu'en l'absence de résonances à l'énergie zéro $\delta(q_2) \rightarrow 0$ si $q_2 \rightarrow 0$)

(10) Voir par exemple : Quantum Theory of Scattering - Wu et Ohmura

$$(26) \quad b \equiv 2 \int_0^{\infty} (v(q)v_0 - u(q)u_0) dr$$

(Le facteur 2 est introduit ici pour que b prenne une valeur voisine de celle de la portée du potentiel U).

La relation (22) devient :

$$(27) \quad q \cot \delta(q) = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} q^2 b$$

L'intégrand dans (26) ne diffère de 0 que dans la région où $U(r)$ est appréciable. Si l'on considère un domaine d'énergie tel que $q^2 \ll |U(r)|$, la fonction d'onde $u(r)$ ne dépendra pratiquement pas de q^2 . Dans ce cas, on peut faire l'approximation $u(r) \approx u_0$ et $v(r) \approx v_0$ (l'indice 0 indique l'approximation de l'énergie nulle).

Les expressions (26) et (27) deviennent alors :

$$(28) \quad b \equiv r_0 = 2 \int_0^{\infty} (v_0^2 - u_0^2) dr$$

et $q \cot \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} q^2 r_0$ (formule de Bethe)

On peut considérer (28) comme les deux premiers termes du développement de $q \cot \delta$ en fonction de q^2 . Les paramètres a et r_0 sont respectivement appelés longueur de diffusion et portée effective. La formule de Bethe est valable quel que soit le potentiel considéré. La connaissance de a et r_0 ne permet pas de déterminer la forme du potentiel, mais si l'on se donne cette dernière, on peut calculer ces grandeurs. C'est pourquoi on se réfère souvent à (28) en parlant "d'approximation indépendante de la forme".

On peut donner de la longueur de diffusion a une interprétation géométrique : c'est l'abscisse à laquelle le prolongement de la solution asymptotique $v(r)$ pour q tendant vers 0 coupe l'axe des r . En effet, cette solution est :

$$(29) \quad v(r) \sim \frac{e^{i\delta}}{q} \sin(qr + \delta)$$

et

$$(30) \quad \lim_{q \rightarrow 0} v(r) \approx \lim_{q \rightarrow 0} \left(r + \frac{\delta(q)}{q} \right) \equiv r - a$$

C'est l'équation d'une droite coupant l'axe r en $r=a$. Pour un potentiel attractif, la longueur de diffusion a peut être positive ou négative. Dans le premier cas, elle indique la possibilité d'un état lié, dans le second cas, le potentiel n'est pas assez profond pour produire un tel état. Fig. 33a et 33b.

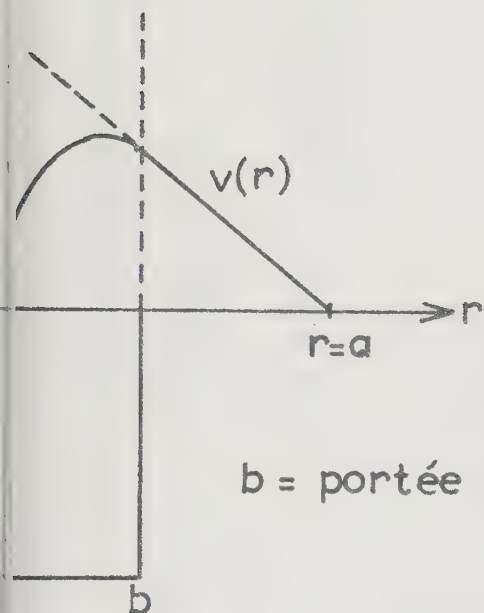


fig. 33a

état lié

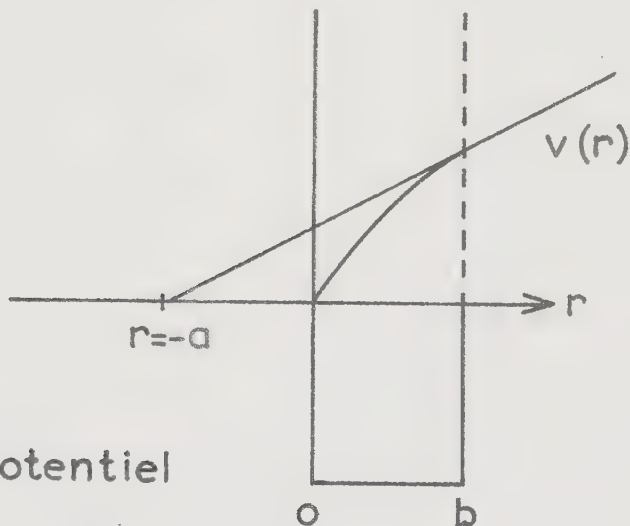


fig. 33b

état non lié

Dans le cas de la diffusion singulet nucléon-nucléon, la longueur de diffusion a_s est négative et assez grande ($-23,7$ fm pour n,p). Le potentiel est donc un tout petit peu trop faible pour avoir un état lié. La longueur de diffusion a_s sera de ce fait une variable très sensible de la portée et de la profondeur. On parle souvent de ce paramètre comme d'une "loupe" pour le potentiel nucléon-nucléon.

La portée effective r_0 est un paramètre dont la valeur est voisine de celle de la portée du potentiel considéré, $2 \text{ fm} < r_{0,s} < 3 \text{ fm}$. L'approximation de Watson n'étant valable que pour des q petits, le terme $\frac{1}{2}q^2 r_{0,s}$ dans lequel apparaît ce paramètre n'aura que peu d'influence dans le cas qui nous occupe et nous ne chercherons pas à le déterminer. (Voir fig. 34 et 35)

unités
arbitraires

Approximation de Watson

Singulet n-p

A, B et C normalisé arbitrairement
au sommet

$E_{13} = 300 \text{ keV}$

$E_{13} = 300 \text{ keV}$

A $a = -18 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

B $a = -24 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

C $a = -30 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

$r_0 = 2,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

1,55 MeV

2,0 MeV

2,52 MeV

10

8

6

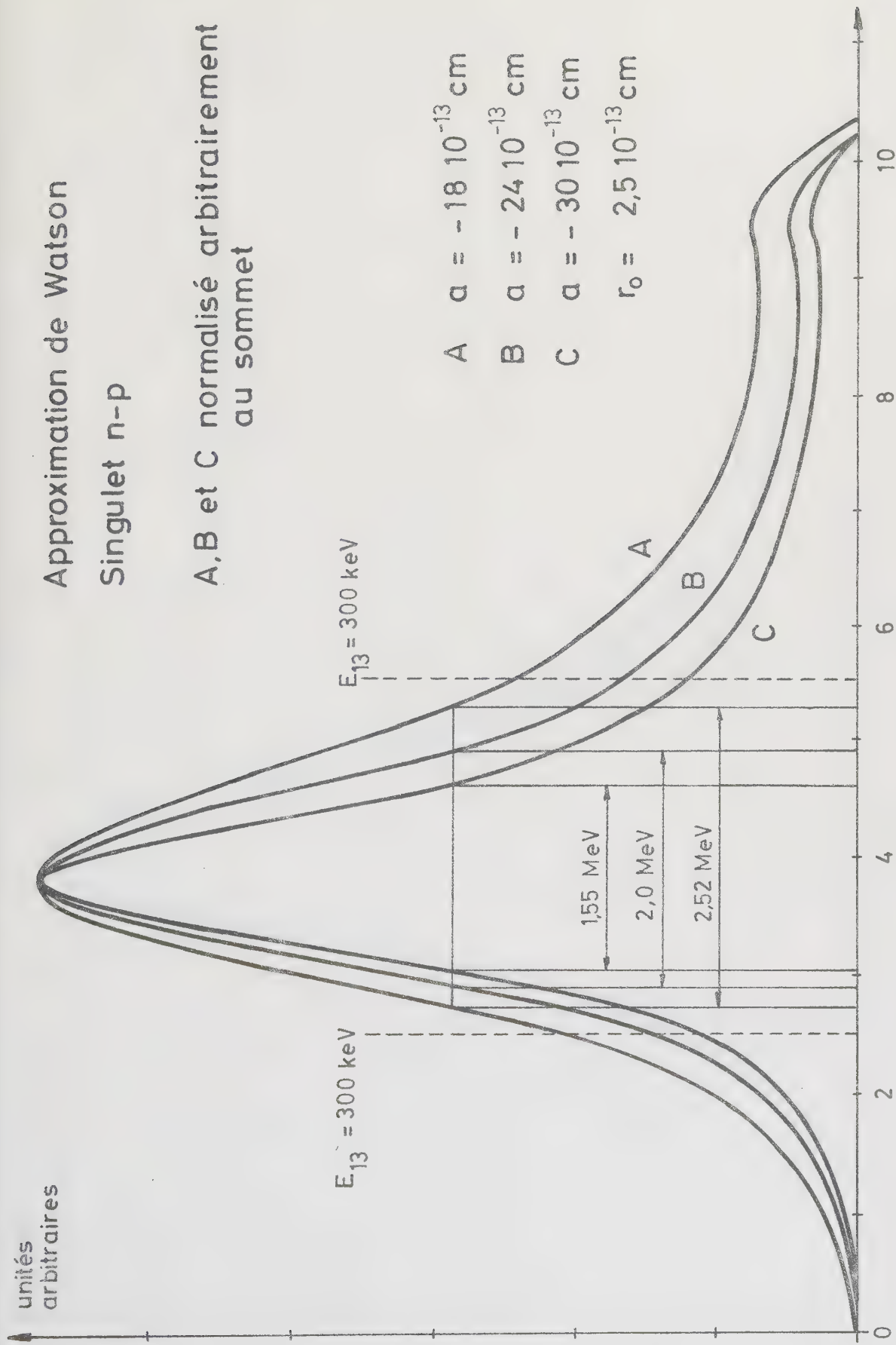
4

2

0

énergie neutron 30° [MeV]

Fig. 34



unités
arbitraires

Approximation de Watson

Singulet n-p

A et B normalisé arbitrairement
au sommet

$E_{13} = 300 \text{ keV}$

$E_{13} = 300 \text{ keV}$

A $r_0 = 0 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$
B $r_0 = 3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$
 $a = -24 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

A

B

10

8

6

4

2

énergie neutron 30° [MeV]

IV.7 Section efficace dans le système du laboratoire

Reprenons l'équation (21) :

$$d\sigma_{ba} \propto \sigma_{13}(q) \cdot d^3q \cdot |T_{ba}^{(0)}|^2 d\Omega_2 \propto |T_{13}(q)|^2 |T_{ba}^{(0)}|^2 \cdot d^3q d\Omega_2$$

De façon plus explicite on peut écrire :

$$\frac{d^3\sigma}{dE_{13} \cdot d\bar{\Omega}_2 \cdot d\omega_1^{(1,3)}} \sim q \cdot |T_{13}|^2 \cdot |T_{ba}^{(0)}|^2 \quad \text{car } d^3q = q^2 dq d\omega_1^{(1,3)}$$

$$\text{et } dq \sim \frac{dE_{13}}{q}$$

E_{13} : énergie relative de la paire (1,3).

$d\bar{\Omega}_2$: angle solide dans le système du centre de masse général dans lequel la particule 2 est émise.

$d\omega_1^{(1,3)}$: angle solide dans le système du centre de masse de la paire (1,3) dans lequel la particule 1 est émise.

$T_{13}(q)$: amplitude de diffusion dans le système des coordonnées relatives de la paire (1,3). Dans notre cas, cette diffusion est isotrope.

$|T_{ba}^{(0)}|^2$: probabilité que la particule 2 soit émise sous l'angle $\bar{\theta}_2$, dans le système du centre de masse général.

Pour interpréter les spectres expérimentaux, il est utile d'effectuer une transformation des coordonnées qui fait passer de ce système mixte au système du laboratoire. Le Jacobien correspondant a été calculé par W.D. Simpson⁽¹¹⁾ et nous utiliserons le résultat de ses calculs pour écrire :

$$(31) \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = C \cdot \frac{m_T}{m_1 m_2 m_3} \frac{1}{p_1^{(1,3)} \cdot \bar{p}_2} \frac{m_1 m_3 p_1 p_2^2}{p_2 \left(\frac{m_2 + m_3}{m_2} \right) + p_1 \cos \theta_{12} - p_0 \cos \theta_2} \frac{m_1 m_3}{m_1 + m_3} \frac{\sin^2 \delta}{q}$$

$$\text{avec : } \cotg \delta = -\frac{1}{aq} + \frac{1}{2} r_0 q \quad q = \sqrt{2 \frac{m_1 \cdot m_3}{m_1 + m_3} E_{13}}$$

$$\theta_{12} = \theta_1 + \theta_2$$

θ_1, θ_2 = angles d'émission dans le laboratoire

$$m_T = m_1 + m_2 + m_3 = \text{masse totale}$$

Les relations entre les énergies relatives et l'énergie des particules dans le laboratoire se trouvent dans l'appendice A.

(11) W.D. Simpson - Rice University - Houston (Thèse)

$\vec{p}_2$ = impulsion de la particule 2 dans le centre de masse général.

$$\vec{P}_2 = \vec{p}_2 - \frac{m_2}{m_T} \vec{p}_O \quad \text{donc : } \vec{P}_2 = \sqrt{p_2^2 + \left(\frac{m_2}{m_T}\right)^2 p_O^2 - 2 \frac{m_2}{m_T} p_2 p_O \cos \theta_2}$$

$p_1^{(1,3)}$ = impulsion de la particule 1 dans le système du centre de masse de la paire (1,3).

$$\vec{p}_1^{(1,3)} = \frac{m_3}{(m_1+m_3)} \vec{p}_1 - \frac{m_1}{(m_1+m_3)} \vec{p}_3$$

donc :

$$p_1^{(1,3)} = \sqrt{\frac{2m_1m_3}{m_1+m_3} \left\{ E_1 + E_3 - \frac{(\vec{p}_1 + \vec{p}_3)^2}{2(m_1+m_3)} \right\}}$$

ou, après élimination des variables de la particule 3 :

$$p_1^{(1,3)} = \sqrt{\frac{2m_1m_3}{m_1+m_3} \left\{ E_O + Q - E_2 - \frac{1}{2(m_1+m_3)} \{ p_O^2 + p_2^2 - 2p_O p_2 \cos \theta_2 \} \right\}}$$

La constante C englobe les facteurs constants qui apparaissent au cours du calcul. Sa valeur est déterminée en normalisant les spectres théoriques et expérimentaux en surface.

L'expression $\frac{m_1 m_3 p_1 p_2^2}{p_2 \left(\frac{m_2+m_3}{m_2} \right) + p_1 \cos \theta_{12} - p_O \cos \theta_2}$ qui apparaît dans la relation

(31) représente l'espace de phase disponible pour la réaction étudiée (voir appendice B).

Pour être en mesure de comparer la forme de la section efficace prédite par l'expression (31) avec nos spectres expérimentaux, il faut introduire, comme cela a été décrit précédemment, la distorsion provoquée par les appareils. Un programme de calcul, utilisable sur l'IBM 7040 de Lausanne, permet de tenir compte de l'extension des détecteurs de la façon suivante. On considère que chaque compteur est divisé en compteurs plus petits (5 pour le #3 et 9 pour les #1,2). On calcule ensuite, pour la géométrie particulière de chaque triplet, la courbe cinématique correspondante, que l'on reporte sur une matrice 50 x 50.

Le nombre d'événements tombant dans chacune des cases de cette matrice traversée par la courbe cinématique est donné par l'expression (31), le spectre total bidimensionnel étant la somme des 405 contributions individuelles. A partir de cette matrice on peut alors obtenir les projections sur les axes E1 et E2.

L'énergie du neutron 1 est comprise entre 0 et 11 MeV (fig. A2). La division en 50 intervalles implique une largeur de 220 keV par canal d'énergie, ce qui correspond à la largeur d'un canal de temps de vol aux environs de 4 MeV lorsqu'on considère une "définition" de 128 canaux (choisie pour avoir une précision statistique raisonnable).

La figure (34) montre l'allure des spectres obtenus pour différentes valeurs de a_{np} et un r_0 fixe de $2,5 \cdot 10^{-13}$ cm.

Une variation de 1 fermi sur a_{np} provoque une variation d'environ 80 keV dans la largeur à mi-hauteur de la distribution.

La fig. (35) montre l'influence de $r_{0,S}$ pour une valeur constante de a_{np} . On constate que l'influence de ce paramètre est peu importante. Dans les calculs qui vont suivre, nous lui attribuerons la valeur fixe de $2,5 \cdot 10^{-13}$ cm.

Les spectres des fig. (34) et (35) doivent encore être convolués avec la fonction de résolution déterminée au § 3.4 pour être comparables avec les résultats expérimentaux.

IV.8 Section efficace expérimentale absolue

Connaissant le nombre total de particules α comptées pendant les 1000 h de mesure ($8,75 \cdot 10^{11}$) et l'efficacité absolue des détecteurs (fig. 15), on peut, après passage des temps de vol aux énergies, donner les spectres expérimentaux en $\text{mb sr}^{-2} \text{MeV}^{-1}$ plutôt qu'en nombre d'événements N. Ce dernier, déjà corrigé pour tenir compte de l'efficacité (§ 3.4), est relié à la section efficace par :

$$N_{1,2} = \Phi \cdot n \cdot \sigma(\theta_1, \theta_2, E_{1,2}) \cdot d\Omega_1 \cdot d\Omega_2 \cdot dE_{1,2}$$

Φ : flux total de neutrons par cm^2 .

n : nombre total de deutons dans la cible soumis au flux. $n = 1,32 \cdot 10^{24}$

$d\Omega_{1,2}$: angle solide sous-tendu par les $\#1,2$ $d\Omega_{1,2} = 1,56 \cdot 10^{-2}$ sr.

$dE_{1,2}$: largeur d'un canal en énergie. $dE_1 = dE_2 = 220$ keV.

Le flux Φ est déterminé dès que l'on connaît le diamètre du $\# \alpha(2,45$ cm), sa distance à la cible tritiée (20,2 cm) et la cinématique de la réaction $d+T \rightarrow \alpha+n+Q$. Tous calculs faits, on trouve $\Phi = 1,4 \cdot 10^{10}$ neutrons. cm^{-2}

$$\sigma(\theta_1, \theta_2, E_{1,2}) = 0,99 \cdot M_{1,2} \cdot 10^{-3} \text{ [mb} \cdot \text{sr}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1} \text{]}$$

La section efficace ainsi déterminée, $3,0 \text{ mb} \cdot \text{sr}^{-2} \text{ MeV}^{-1}$ ($\pm 0,3$ mb - erreur statistique seulement) pour le maximum de la distribution (projection sur E_1), est en accord avec la valeur trouvée par C. Perrin et coll. (12) d'une expérience semblable. Les erreurs reportées sur nos spectres sont purement statistiques, à l'exclusion de toute autre cause d'erreur (*) (voir fig. 37a, 38 et 39).

IV.9 Essai d'extraction d'une valeur pour a_{np} . Tests de χ^2

L'approximation de Watson n'étant valable que si $qr \ll 1$, nous nous sommes limités à comparer la région des spectres correspondant à une énergie relative E_{13} plus petite que 300 keV (si $r \approx 2,5 \cdot 10^{-13}$ cm, $qr \approx 3 \cdot 10^{-2}$). Nous avons en outre supposé que les contributions autres que celle du singulet (1,3) étaient négligeables. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement.

La constante arbitraire C qui figure dans (31) est choisie de sorte que la surface des parties de spectre comparées soient égales.

Les figures 36, A,B,C,D donnent les courbes de χ^2 en fonction de a_{np} obtenues en faisant varier différents paramètres expérimentaux. Le tableau II résume les conditions correspondant à chacune d'elles,

(12) C. Perrin et coll.

Three Body Problem in Nuclear and Particle Physics (1970)
Editeurs : J.S.C. McKee et P.M. Rolph (page 26)

(*) Une estimation de l'effet de l'atténuation du faisceau incident et de la diffusion des neutrons de la réaction dans le scintillateur C_6D_6 montre que la valeur de la section efficace donnée ci-dessus doit être augmentée d'environ 4 %.

D(n,nnp) à 14,15 MeV

Tests de χ^2

(14 degrés de liberté)

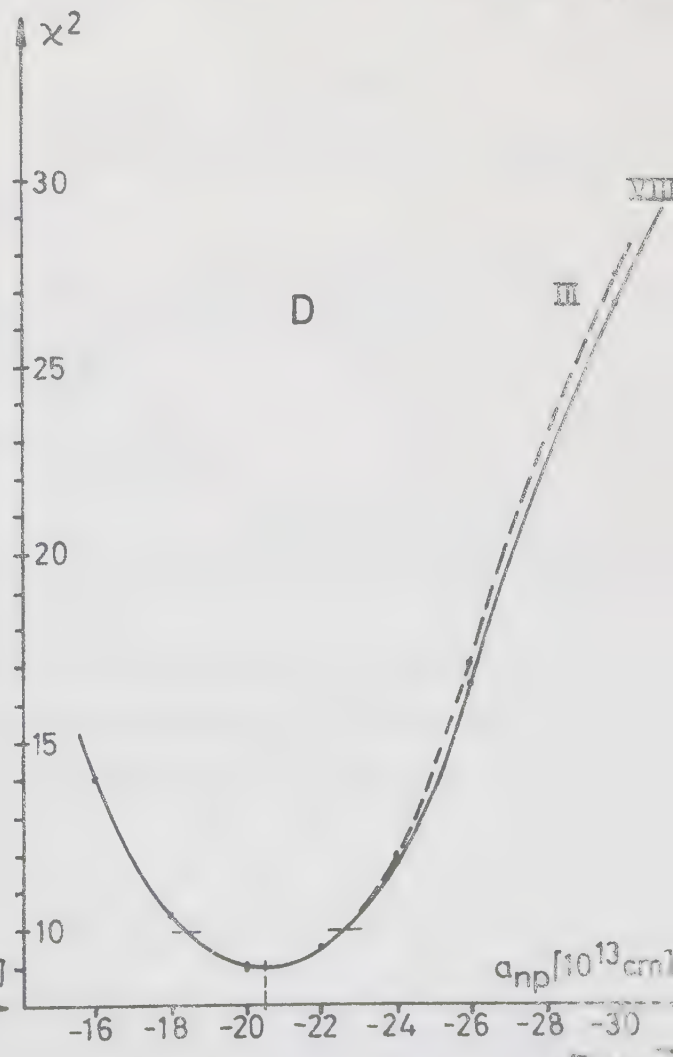
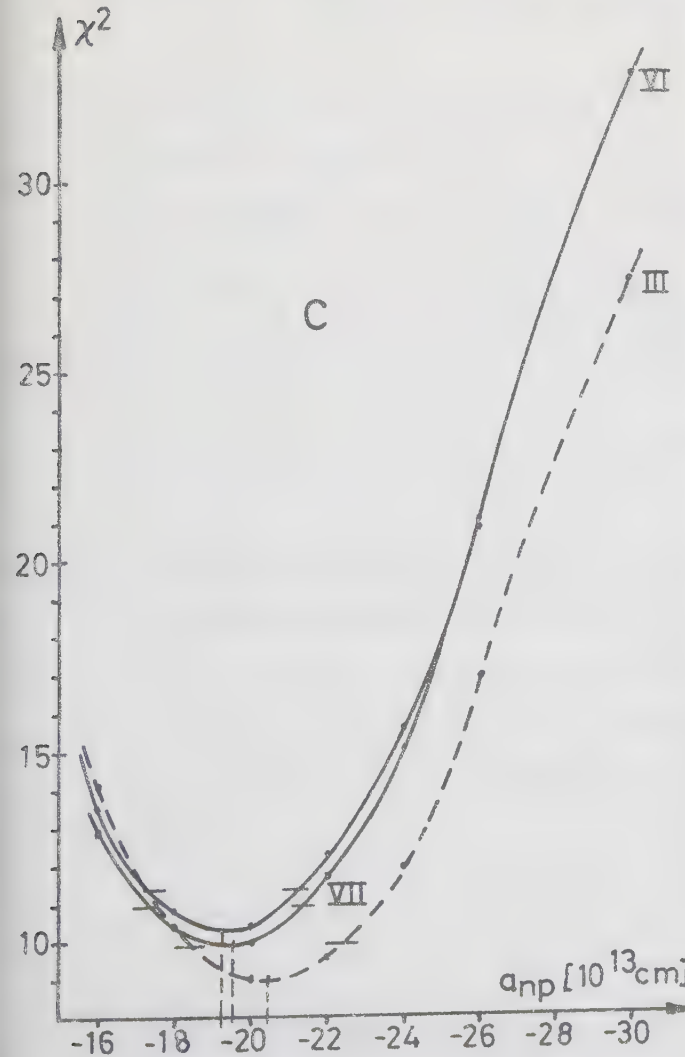
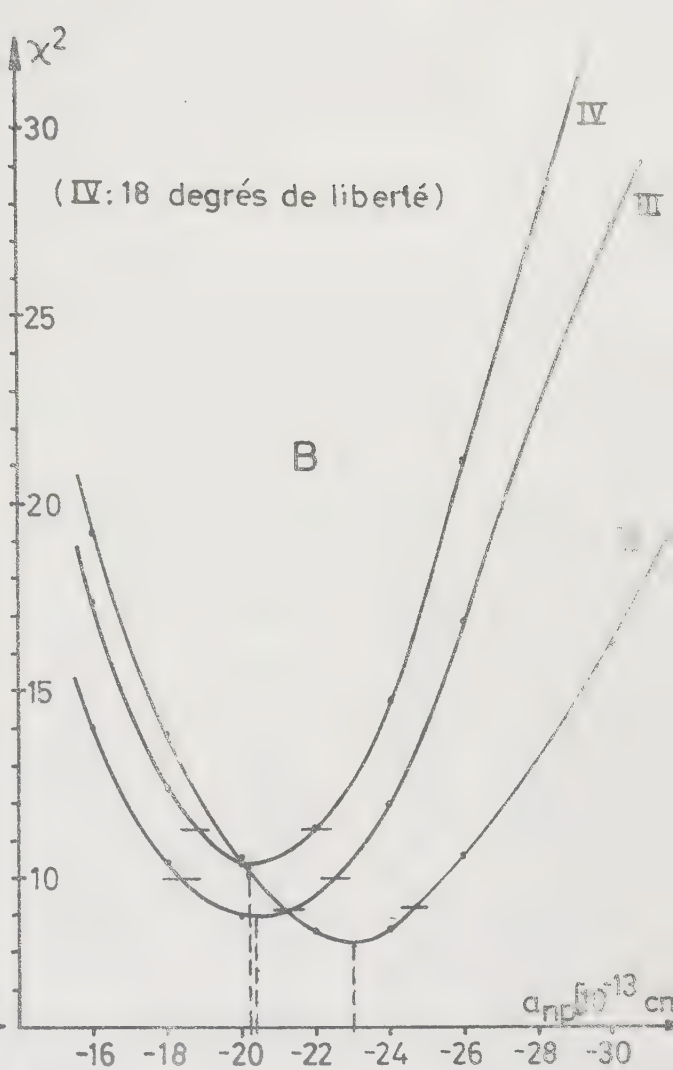
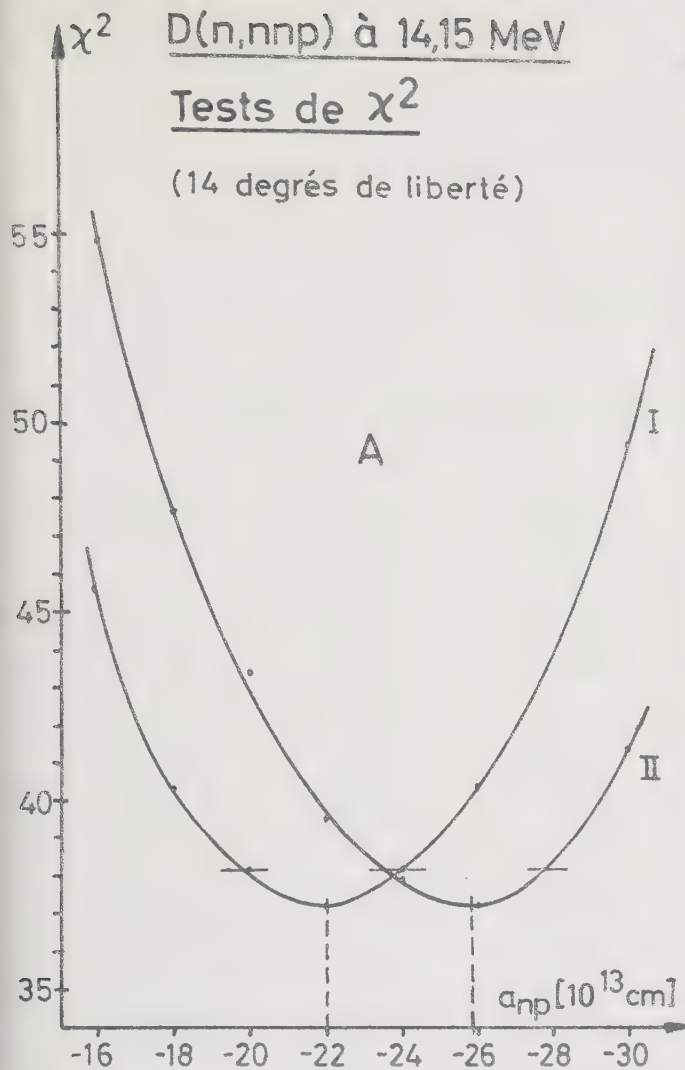


Tableau II

Paramètres pour le calcul des courbes de χ^2 (fig. 36)

Courbe no	E_{13} [keV]	pente CTA ns/canal	position pic élast.	+ 1 canal d'énergie	- 10%	a_{np} [fm]
I } A	<300	0,448	241	non	<u>non</u>	-22±2
II } A	<300	0,448	241	non	<u>oui</u>	-25,7±2
III } B	<300	0,448	241	oui	<u>non</u>	-20,4±2
IV } B	<500	0,448	241	oui	non	-20,3±1,8
V } B	<300	0,448	241	oui	<u>oui</u>	-23,0±1,7
VI } C	<300	0,448	<u>239</u>	non	non	-19,2±2
VII } C	<300	<u>0,435</u>	241	non	non	-19,5±2
VIII D	<300	0,448	241	oui	non	-20,4±2

(autre fonction de résolution)

et donne la valeur de a_{np} associée au minimum de chaque courbe.

L'erreur indiquée pour a_{np} est la quantité dont il faut varier le paramètre pour augmenter de un la valeur du minimum du χ^2 .

Les figures 37, 38 et 39 présentent quelques spectres expérimentaux ainsi que les courbes calculées correspondant respectivement au minimum du χ^2 (trait plein) et à $a_{np} = -24$ fm (traitillé).

Nous avons procédé aux différents essais suivants :

I. Comparaison avec le spectre expérimental en énergie pour l'étalonnage TdV-énergie donné au § III.3. Figure 37, a et b.

On constate pour la projection sur E1, un décalage entre les distribution calculée et mesurée qui s'explique par les imprécisions d'étalonnage. Dans ces conditions le χ^2 présente un minimum pour $a_{np} = 22±2$ fm (fig. 36 A, courbe I).

D(n, nnp) à 14,15 MeV

$$\theta_1 = 29^\circ 15'$$

$$\theta_2 = 79^\circ 45'$$

1 canal : 220 keV

Watson $a_{np} = -22 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

(I) $r_0 = 2,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

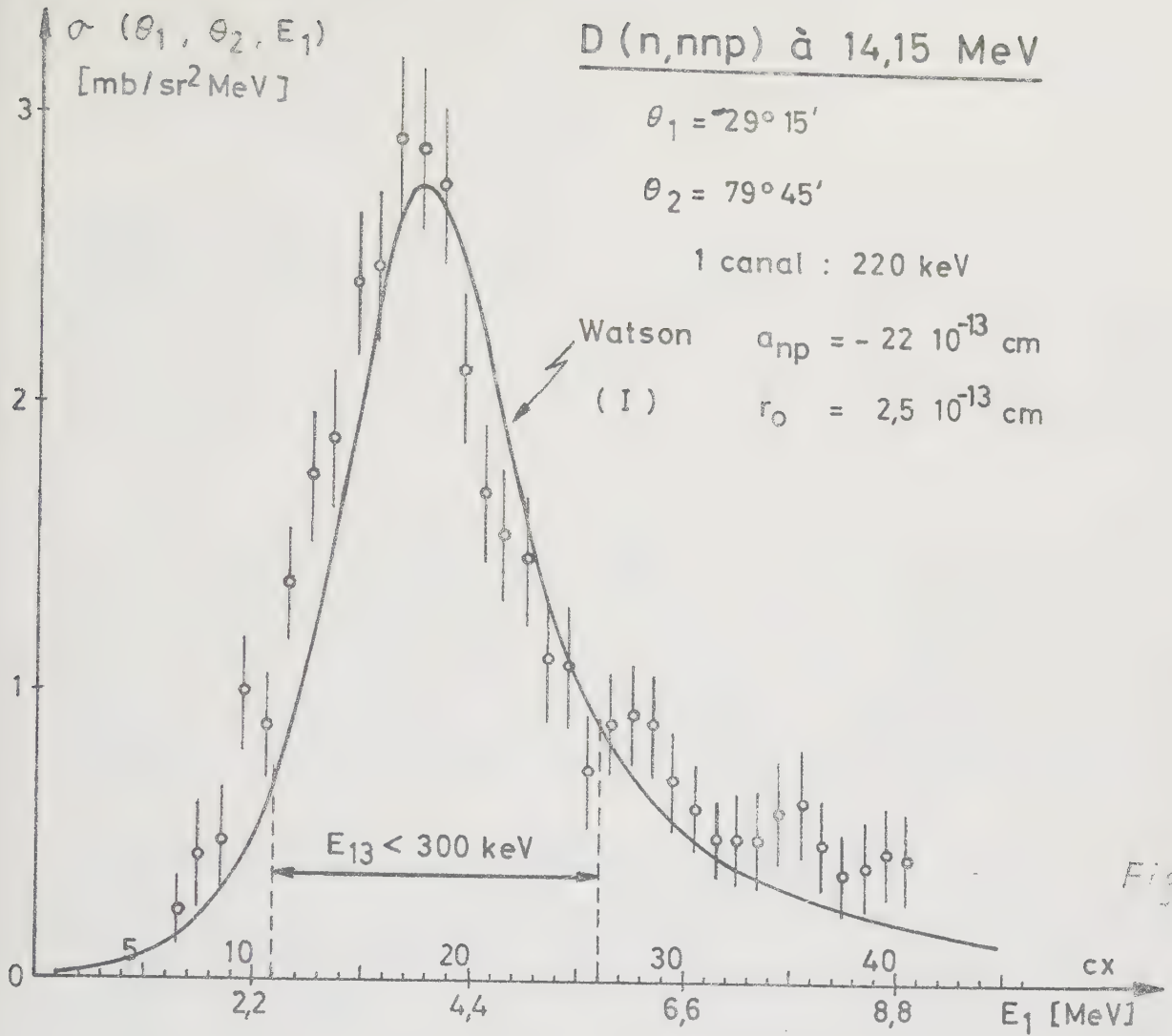


Fig. 37a

1 canal : 220 keV

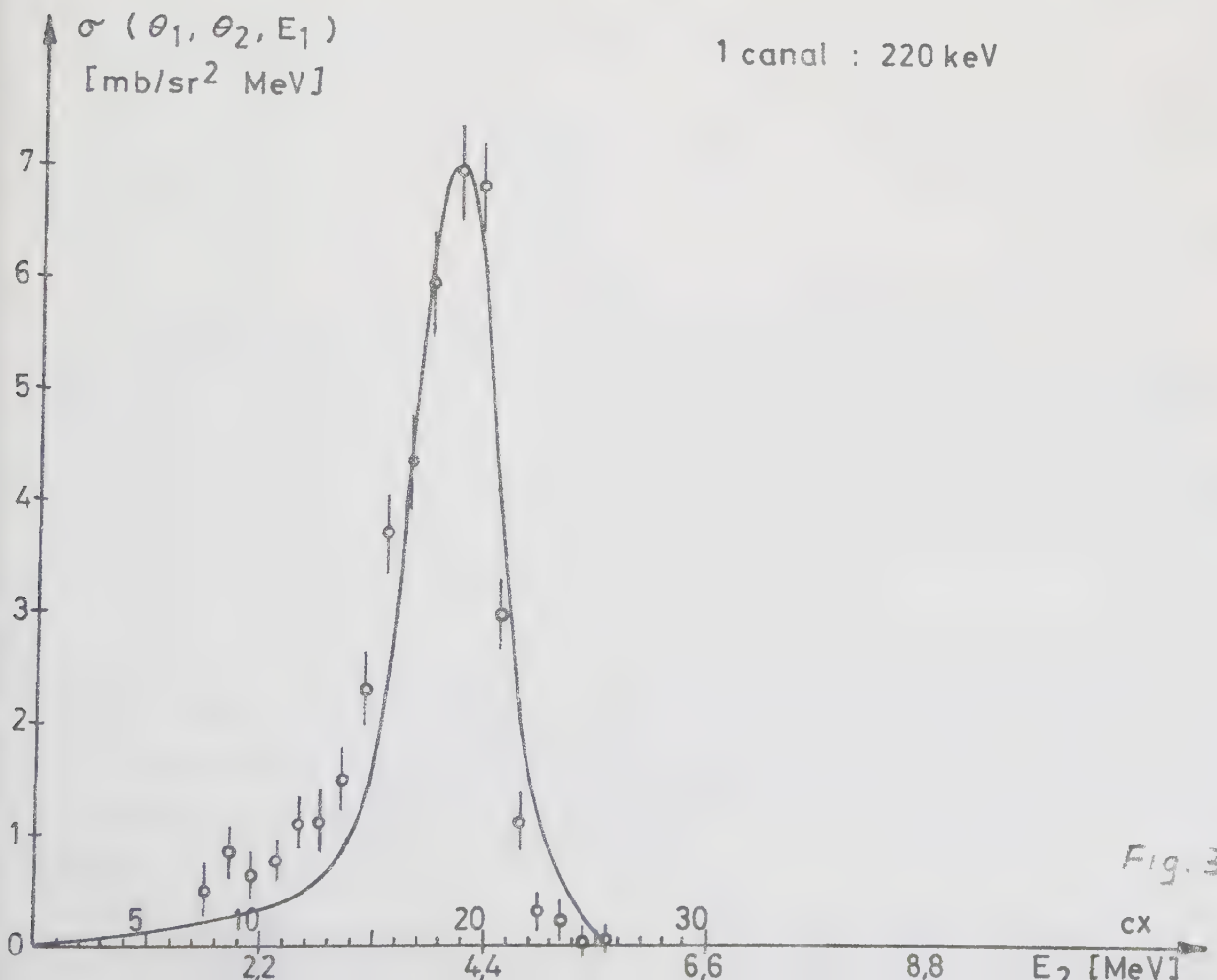


Fig. 37b

Nous allons essayer de déterminer dans quelle mesure il faut varier les paramètres de l'étalonnage (pente de conversion et point de référence absolu - cf. les graphiques fig. 25) pour superposer les spectres et voir si ces variations sont compatibles avec les erreurs expérimentales admissibles pour ces grandeurs.

II. Variation du point de référence absolu (position du pic élastique).

Le χ^2 présente un minimum absolu pour un décalage de deux canaux dans la position du pic élastique. Dans ce cas on trouve $-19,2 \pm 2$ fm pour a_{np} (fig. 36 C, courbe VI). La position de ce pic étant connue à ± 1 canal près, la raison du décalage observé ne doit pas provenir exclusivement de cette imprécision.

III. Variation de la pente de conversion temps-amplitude.

Une diminution de 2 à 3% de cette grandeur permet de superposer les spectres et donne $-19,5 \pm 2$ fm pour a_{np} (fig. 36 C, courbe VII et fig. 39). Si l'on se reporte au graphique de la fig. 25, on voit que la pente est expérimentalement déterminée sur un intervalle d'environ 40 canaux et qu'une erreur de quelques pourcents est dans les limites de précision de la mesure.

Il faut remarquer que les deux valeurs ci-dessus pour a_{np} sont très voisines. Dans les deux cas, le déplacement du sommet du spectre est de l'ordre de 200 keV, soit d'un canal en énergie.

IV. Décalage d'un canal en énergie du spectre expérimental.

Puisque les quantités dont il faut varier les paramètres de l'étalonnage sont petites et correspondent à un canal d'énergie, nous avons essayé de décaler simplement le spectre expérimental sans rien changer à l'étalonnage primitif. On obtient alors une valeur de $-20,4 \pm 2$ fm pour a_{np} (fig. 36 B, courbe III et fig. 38) compatible avec ce qui précède.

On peut donc, en résumé, conclure que les déformations de la distribution expérimentale introduites par l'adaptation des échelles d'énergie sont faibles et que les tests de χ^2 ci-dessus convergent vers une valeur de -20 ± 2 fm. Par la suite nous ne prendrons plus en considération que le spectre expérimental décalé.

D (n, nnp) à 14,15 MeV

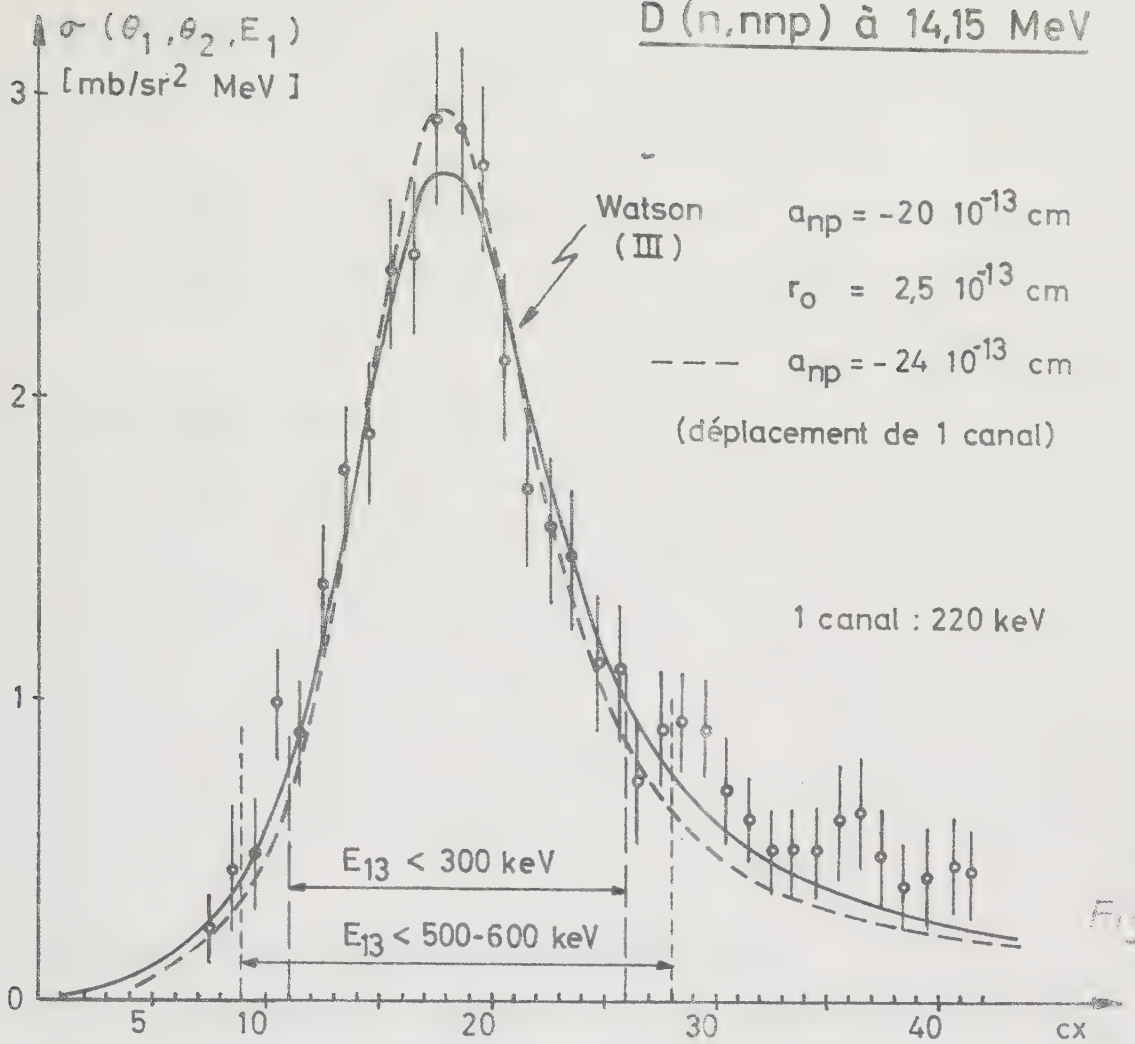


Fig. 31

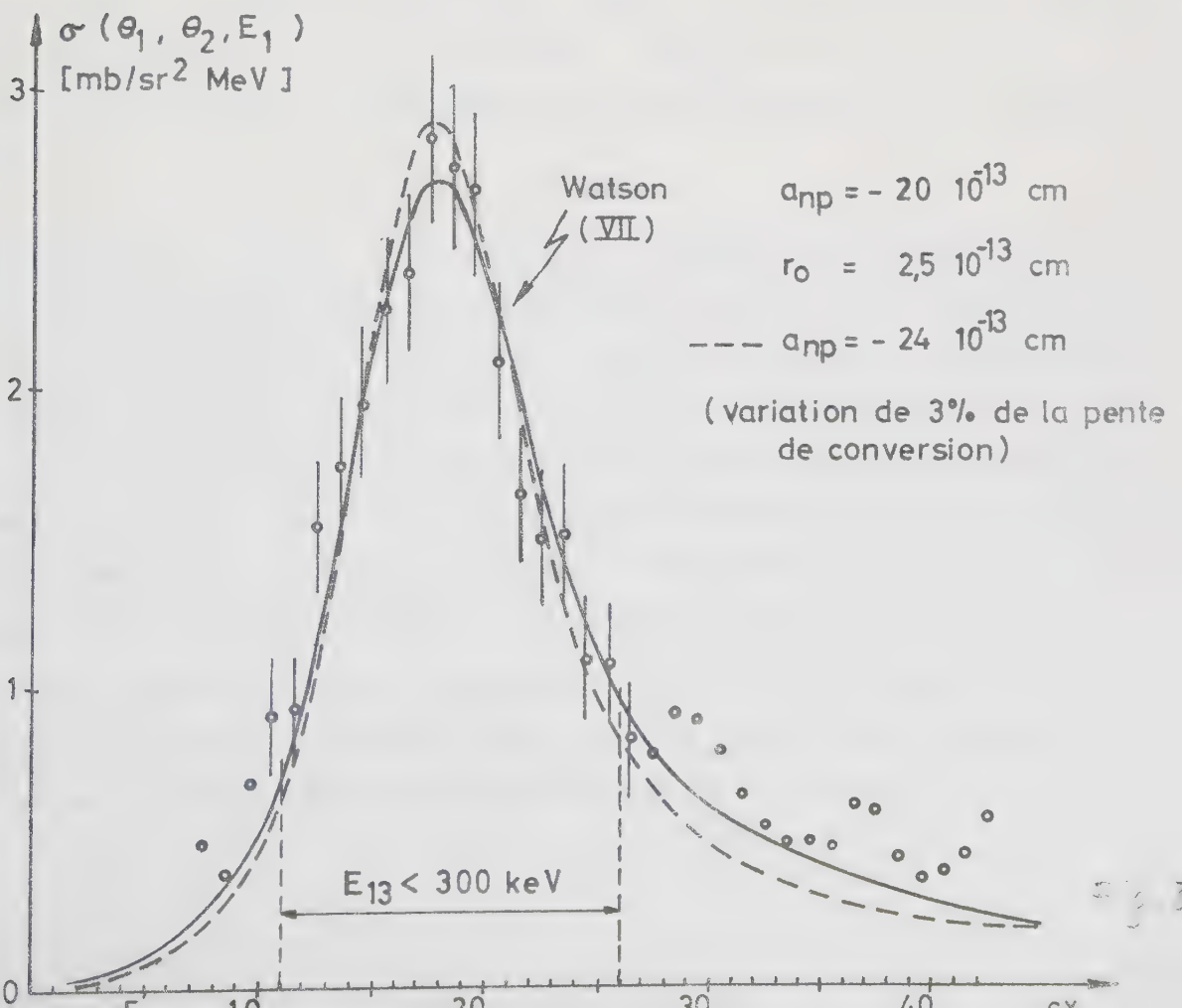


Fig. 32

Il reste maintenant encore à déterminer la sensibilité du résultat par rapport à la fonction de résolution (§ III.4) et au domaine d'énergie relative E_{13} considéré pour la comparaison des spectres.

V. Effet de la fonction de résolution.

Rappelons que cette gaussienne est composée d'une partie indépendante de l'énergie (résolution électronique intrinsèque) et d'une partie qui tient compte de la dispersion, pour une énergie donnée, des temps de vol des neutrons due à l'épaisseur des détecteurs. Le χ^2 reporté sur la fig. D - courbe VIII est obtenu lorsqu'on élargit de 10% à mi-hauteur la contribution dépendante de l'énergie. La similitude entre les courbes III et VIII démontre que la fonction de résolution n'introduit pas une erreur à prendre en considération.

VI. Variation du domaine d'énergie relative considéré.

Au lieu de se restreindre à une énergie E_{13} plus petite que 300 keV, nous avons étendu le domaine de comparaison jusqu'à une énergie relative comprise entre 500 et 600 keV. Le χ^2 correspondant est reporté sur la fig 36 B, courbe IV. On retrouve la même valeur de $-20,4 \pm 2$ fm pour a_{np} que précédemment.

L'écart de 3 à 4 fm entre la valeur que nous mesurons et la valeur admise ($-23,7$ fm) ne provient donc vraisemblablement pas d'une erreur expérimentale, mais est plutôt imputable à l'hypothèse que nous avons faite en négligeant les autres contributions, en particulier celle du triplet (1,3). En effet, si on admet que le spectre expérimental est la somme de plusieurs contributions, on est amené à considérer un spectre théorique trop large lorsqu'on exige l'égalité des surfaces. Il est donc compréhensible qu'on obtienne une valeur trop petite pour la longueur de diffusion (voir fig. 34).

Pour nous faire une idée de l'importance relative et de la forme des différentes contributions qui peuvent jouer un rôle, nous allons rapidement exposer une méthode d'approximation plus complète que celle de Watson.

IV.10 Approximation par le diagramme polaire. Méthode de Komarov-Popov

Les résultats théoriques que nous allons présenter dans ce paragraphe sont essentiellement tirés des deux publications suivantes :

- V.V. Koramov et Anna Popova, NP 54 (1964), 278
- B. Kühn, H. Kumpf, K. Möller, J. Mösner, NP A120 (1968), 285

L'amplitude de diffusion pour un nucléon diffusé inélastiquement sur le deutérium peut être représenté par une somme de diagrammes :

$$(32) \quad \text{Diagramme initial} = \text{(I)} + \text{(II)} + \text{(III)}$$

$\Rightarrow$ représente le deuton
 $\rightarrow$ " un nucléon
 $\rightarrow \begin{matrix} i \\ j \end{matrix}$ " l'interaction finale de la paire (i,j)

Chacun des termes de droite de (32) se décompose lui-même en une série de diagrammes. Par exemple :

$$\text{(II)} = \text{(a)} + \text{(b)} + \dots$$

$$\text{(c)} + \text{(d)} + \dots$$

Les diagrammes (a) et (b) sont appelés diagrammes polaires. Ils correspondent à la situation physique où le nucléon incident n'interagit qu'avec un seul des nucléons formant le deuton.

Pour chaque type de diagrammes apparaissent un diagramme qui contient le bloc  et un diagramme qui contient le bloc . Ceci provient de ce que l'amplitude de diffusion de deux nucléons peut s'écrire comme une somme de termes en puissance de r_0 ⁽¹³⁾. On ne prend ici en considération que les deux premiers termes du développement.

$$A(q) = \frac{1}{q \cotg \delta - iq} \quad \text{avec } q \cotg \delta = -\alpha + \frac{1}{2} r_0 (q^2 + \alpha^2)$$

(Cette dernière expression s'obtient de la même façon que l'expression (28) du § IV.6, mais on introduit dans l'éq. de Schroedinger l'énergie de l'état lié en lieu et place de q_1)

soit :

$$(34) \quad A(q) = \frac{1}{-\alpha + \frac{1}{2} r_0 (q^2 + \alpha^2) - iq} \approx \frac{-1}{\alpha + iq} + r_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha}{\alpha + iq} \right)$$

Si l'on considère le développement de $q \cotg \delta$ en puissances de q^2 (§ 1).

$$q \cotg \delta \approx -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 q^2$$

on peut identifier :

$$\frac{1}{a} = \alpha - \frac{1}{2} r_0 \alpha^2 = \alpha \left(1 - \frac{1}{2} r_0 \alpha \right)$$

La quantité α est liée à l'énergie de liaison du deuton ϵ dans l'état triplet par $\epsilon = -2,225 \text{ MeV} = -\frac{\hbar^2}{M} \alpha^2$. Pour l'état singulet, si on admet $a_s = -23,7 \text{ fm}$ et $r_{0,s} = 2,5 \text{ fm}$, α correspond à un état antilié (anti-pôle sur le second feuillet de Riemann) d'énergie $\epsilon \approx +0,067 \text{ MeV}$.

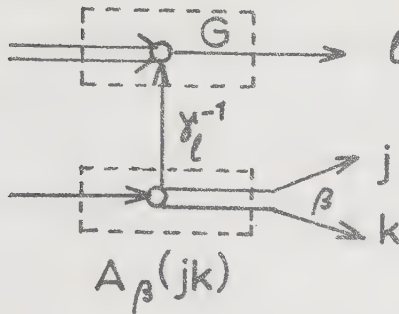
Lorsque dans (34) on pose $r_0 = 0$, il ne subsiste que le terme $\frac{-1}{\alpha + iq} = \frac{-1}{1/a + iq}$. On parle dans ce cas d'approximation de portée nulle (zero-range approximation).

(13) H.A. Bethe, PR 76 (1949), 38

Dans ce qui suit, nous allons limiter notre amplitude aux seuls diagrammes polaires. Bien que cette approximation soit assez grossière, elle contient toutefois celle de Watson comme cas particulier.

La contribution à l'amplitude de diffusion d'un diagramme polaire donné s'écrit facilement à partir des règles suivantes :

On le décompose tout d'abord en ses éléments constitutifs G , γ_ℓ et $A_\beta(j,k)$:



$$\beta = \begin{cases} s : \text{singulet} \\ t : \text{triplet} \end{cases}$$

avec :
$$G = \frac{\sqrt{8\pi\alpha_t}}{1 - \frac{1}{2}\alpha_t r_{0,t}}$$

$|\alpha_t - \frac{1}{2}r_{0,t}\alpha_t^2|^{-1} = \text{longueur de diffusion triplet}$

$r_{0,t} = \text{portée effective triplet.}$

G représente la décomposition virtuelle du deuton en 2 nucléons dans l'approximation linéaire en r_0 .

$$\gamma_\ell = \alpha_t^2 + q_\ell^2 \quad (q_\ell = \text{transfert d'impulsion})$$

γ_ℓ^{-1} représente le propagateur.

$$A_\beta(j,k) = \frac{-1}{\alpha_\beta + iq_{jk} - \frac{1}{2}r_{0,\beta}(\alpha_\beta^2 + q_{jk}^2)}$$

$A_\beta(j,k)$ est l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon en approximation linéaire en r_0 (voir (34)).

L'élément de matrice pour ce diagramme polaire est alors donné par :

$$(35) \quad \beta^T \ell, jk = \frac{G \cdot A_\beta(jk)}{\gamma_\ell}$$

Pour une cible de deutons et un faisceau de neutrons non polarisés, l'élément de matrice de transition peut s'écrire :

$$(36) \quad |T|^2 = \frac{2}{3} \left| T_{\frac{3}{2}} \right|^2 + \frac{1}{3} \left| T_{\frac{1}{2}} \right|^2$$

avec $\left| T_{\frac{1}{2}} \right|^2 = \left| t_{\frac{1}{2}} \right|^2 + \left| s_{\frac{1}{2}} \right|^2$

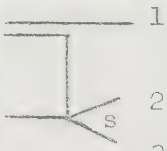
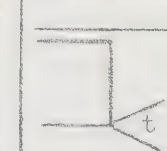
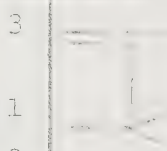
Les indices s,t se rapportent aux états singulet ou triplet de la paire de nucléons en interaction. Lorsqu'on tient compte de la dépendance du spin et de l'isospin, ainsi que de l'antisymétrie totale des fonctions d'ondes dans le calcul des éléments de matrice T (cf. deuxième référence citée), on peut déduire les formules suivantes :

$$(37) \quad \begin{aligned} sT_{\frac{1}{2}} &= -\sqrt{3} \frac{\hbar^2 \pi}{m} \{ sT_{1,23} + tT_{1,23} + sT_{2,31} + tT_{2,31} + 4 sT_{3,12} \} \\ tT_{\frac{1}{2}} &= \frac{\hbar^2 \pi}{m} \{ -3sT_{1,23} + tT_{1,23} + 3sT_{2,31} - tT_{2,31} \} \\ T_{\frac{3}{2}} &= 4 \frac{\hbar^2 \pi}{m} \{ tT_{1,23} - tT_{2,31} \} \end{aligned}$$

m est la masse d'un nucléon ($m_n = m_p = m$).

Les expressions (37) sont reportées sur le tableau III. Leur validité n'est pas limitée à un domaine restreint d'énergie relative entre 2 particules. En plus de la structure des spectres associée à l'interaction dans l'état final (lorsque l'impulsion relative $q(jk) \rightarrow 0$), elles font apparaître l'effet du pôle en $q^2 = -\alpha_t^2$ (lorsque le transfert d'impulsion $q_\ell \rightarrow 0$). On parle dans ce cas d'"effet spectateur".

Tableau III

	1,23		2,31		3,12	
						
$sT_{\frac{1}{2}} = \frac{\hbar^2 \pi}{m} \{$	$-\sqrt{3}sT_{1,23}$	$-\sqrt{3}tT_{1,23}$	$-\sqrt{3}sT_{2,31}$	$-\sqrt{3}tT_{2,31}$	$-4\sqrt{3}sT_{3,12}$	
$tT_{\frac{1}{2}} = \frac{\hbar^2 \pi}{m} \{$	$-3sT_{1,23}$	$tT_{1,23}$	$3sT_{2,31}$	$-tT_{2,31}$		
$T_{\frac{3}{2}} = \frac{\hbar^2 \pi}{m} \{$		$4tT_{1,23}$		$-4tT_{2,31}$		
$ T ^2$	$ sT(23) ^2$	$ tT(23) ^2$	$ sT(13) ^2$	$ tT(13) ^2$	$ sT(12) ^2$	

Il est intéressant de voir quelle est la contribution individuelle $|T|^2$ des différents termes. Définissons alors les quantités $|\beta T(jk)|^2$ comme étant la somme des termes dans (36) qui correspondent à une paire (jk) donnée, pour un état $\beta (=s \text{ ou } t)$ déterminé, les contributions des autres paires étant supposées nulles. Les $\beta T_{l,jk}$ qui apparaissent dans un $|\beta T(jk)|^2$ particulier sont tous situés dans une même colonne du tableau III.

Prenons comme exemple les nucléons (1,3) dans l'état singulet :

$$|sT(13)|^2 = \frac{1}{3} \left(+3 \frac{\hbar^2 \pi}{m} |sT_{2,13}| \right)^2 + \frac{1}{3} \left(-\sqrt{3} \frac{\hbar^2 \pi}{m} |sT_{2,13}| \right)^2$$

$$= 4 \left(\frac{\hbar^2 \pi}{m} \right)^2 |sT_{2,13}|^2 = C \cdot |sT_{2,13}|^2, \quad C = \left(\frac{\hbar^2 \cdot 2\pi}{m} \right)^2$$

En explicitant l'élément de matrice :

$$|_s T(13)|^2 = C \cdot \frac{8\pi\alpha_t}{(1-\frac{1}{2}\alpha_t r_{O,t})^2} \frac{1}{(\alpha_t + q_2^2)^2} \left| -\frac{1}{\alpha + iq_{13}} + r_O \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha}{\alpha + iq_{13}} \right) \right|^2$$

Si la particule 2 est détectée sous un angle fixe θ_2 , on peut admettre que q_2 reste pratiquement constant pour autant que q soit petit (on peut s'en convaincre en regardant la courbe cinématique de la fig. A.2). Si de plus on se limite à l'approximation de la portée nulle pour $A(q)$ (34), on peut écrire :

$$(38) \quad |_s T(13)|^2 = C' \cdot \frac{1}{\alpha^2 + q^2} \equiv C' \cdot \frac{1}{\frac{1}{a_s^2} + q^2}$$

$$\text{avec } C' = \frac{8\pi\alpha_t}{(1-\frac{1}{2}\alpha_t r_{O,t})^2} \cdot \frac{1}{(\alpha_t^2 + q_2^2)^2}$$

L'expression (38) n'est rien d'autre que l'approximation de Watson, valable si q est suffisamment petit pour qu'on puisse négliger le terme $\frac{1}{2}r_{O,s}q^2$ dans le développement de $q \cotg \delta$.

La constance C' est l'expression pour $|T_{ba}^{(0)}|^2$ donnée par l'approximation du diagramme polaire.

La fig. 40 illustre l'allure des différents $|_s T(jk)|^2$ en fonction de E_1 , ainsi que la somme de ces contributions (traitillé épais). La courbe en trait plein épais représente l'élément de matrice total $|T|^2$ compte tenu des interférences possibles qui tendent à rétrécir faiblement le pic dû à l'interaction dans l'état final.

Sur ce même graphique nous avons dessiné la somme des $|_s T(jk)|^2$ autres que le singulet (1,3) (traitillé mince). On constate que dans la région d'intérêt, cette contribution est constante à mieux de 10%.

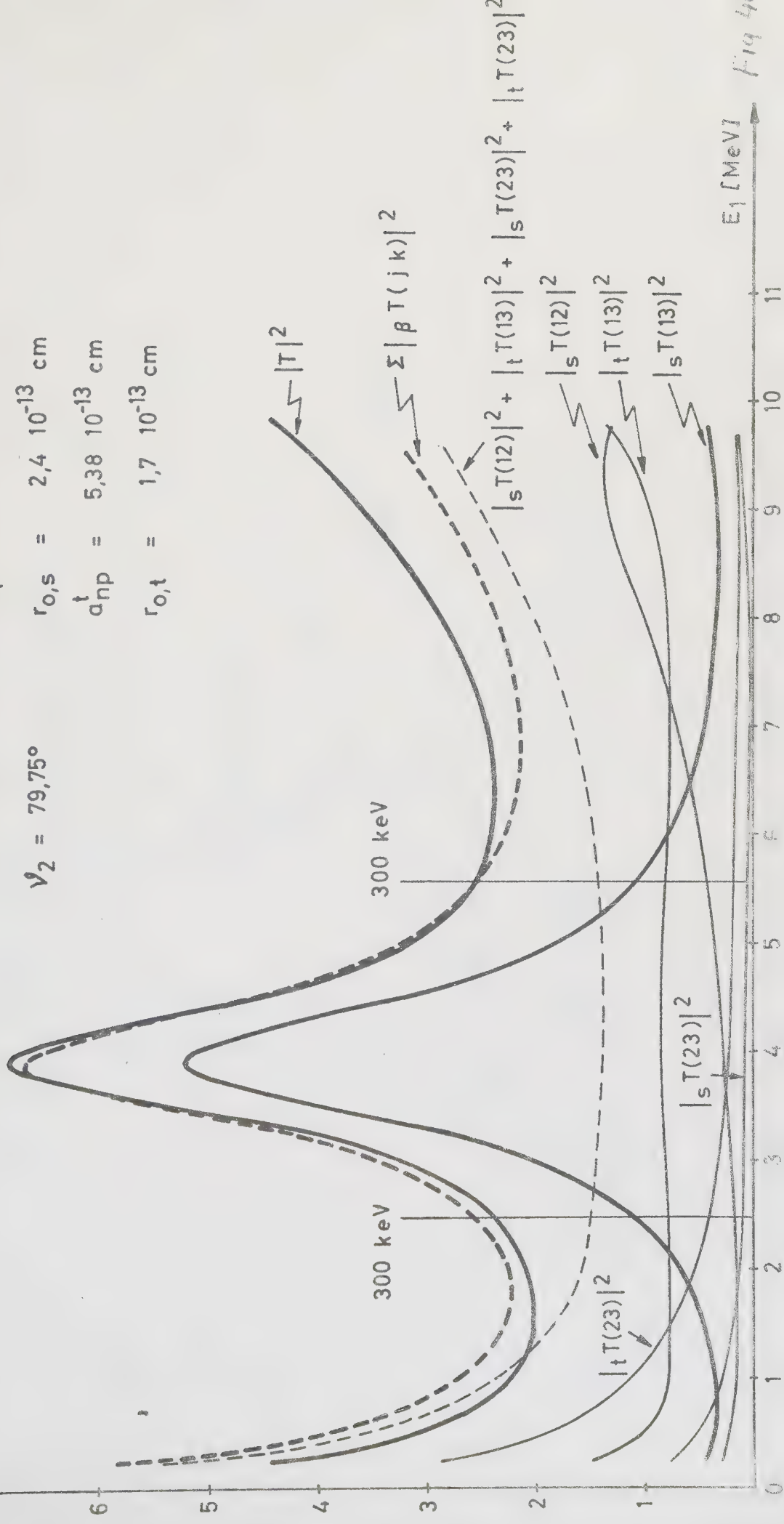
Sur la figure suivante (fig. 41), nous avons reporté la section efficace prédite par l'approximation du diagramme polaire ainsi que l'espace de phase correspondant. Bien que l'allure générale du spectre expérimental soit reproduite, on constate un net désaccord entre les valeurs absolues.

$[10^3 \text{ (MeV)}^{-2} \text{ fm}^2]$

D(n,nnp) à 14,15 MeV

Approximation par le diagramme polaire

- $V_1 = 29,25^\circ$
 $a_{np}^s = -23,7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$
- $V_2 = 79,75^\circ$
 $r_{o,s} = 2,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$
 $a_{np}^t = 5,38 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$
 $r_{o,t} = 1,7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$



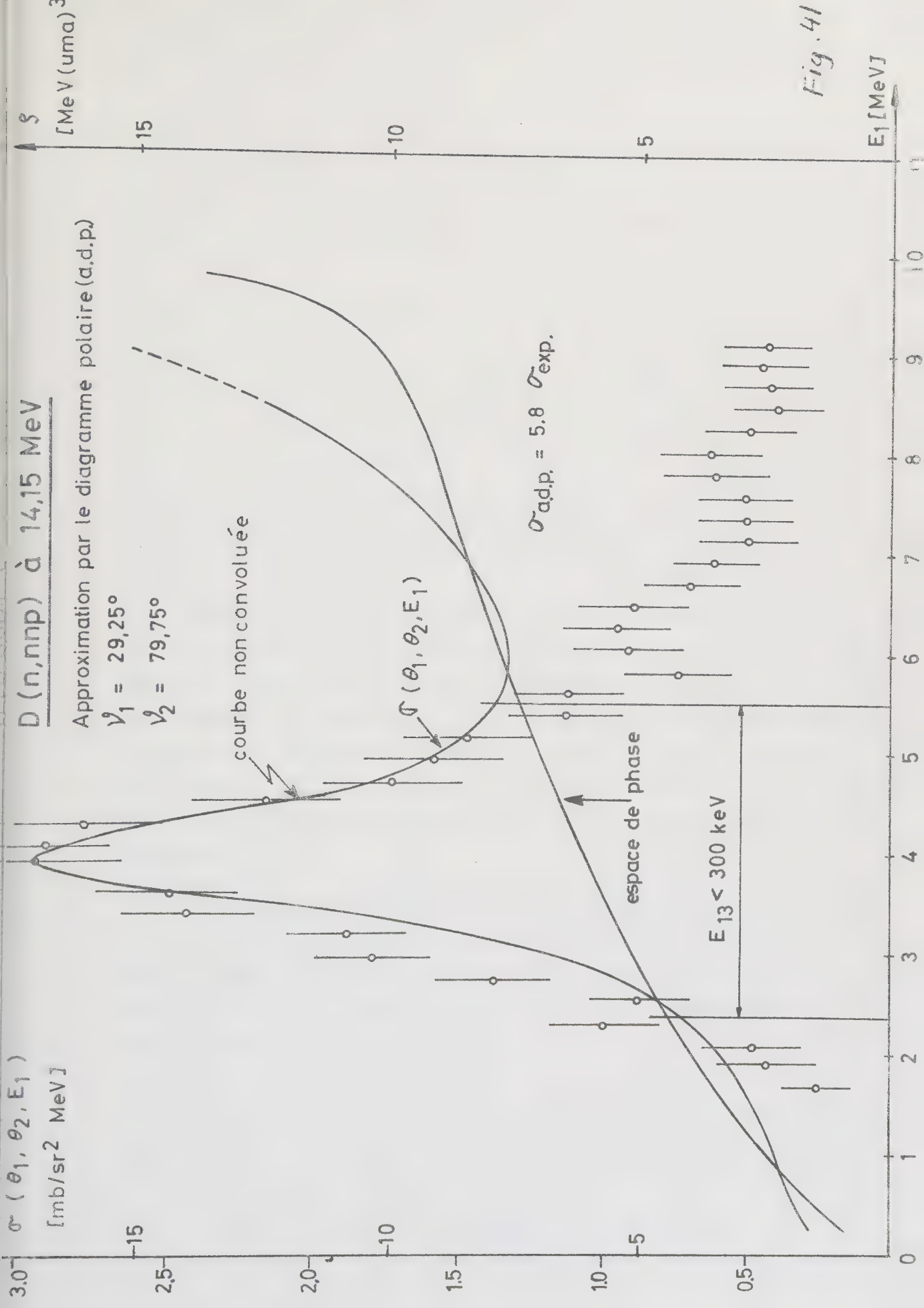


Fig. 41

De plus, le spectre mesuré redescend beaucoup plus bas, à droite du pic, que ne le fait le spectre théorique. Il ne s'agit pas d'un effet expérimental comme on peut s'en assurer par l'examen des résultats d'autres groupes.^{(12),(15),(16)}

Ces constatations sont tout à fait générales; on observe le même genre de désaccord dans les spectres de la référence (14). Cependant, et on peut s'y attendre, l'approximation pour le diagramme polaire devient meilleure lorsque l'énergie augmente. Si dans l'équation (35) élevée au carré on remplace l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon par la section efficace expérimentale, on obtient, en ne considérant qu'une paire de particules, l'approximation de Kuckes-Wilson-Cooper⁽¹⁷⁾ pour la diffusion quasi-libre (quasi-free scattering). Expérience et théorie s'accordent à 10% près pour une énergie de 145 MeV (même référence).

Une interprétation détaillée de nos résultats à l'aide des relations (37) ne nous a pas paru justifiée compte tenu des considérations qui précèdent. Toutefois, dans l'idée d'estimer la dépendance de la longueur de diffusion singulet a_{np} déterminée dans le cadre de l'approximation de Watson vis-à-vis de contributions autres que celle de la paire de nucléons (1,3) dans l'état S, nous nous appuyerons sur l'allure des éléments de matrice reportés sur la fig. 40 pour attribuer une forme raisonnable à ces contributions.

Si l'on convient de négliger l'effet des interférences (on peut estimer qu'il est de l'ordre de 1 fm, cf. fig. 34), on voit que l'on est amené dans la région correspondant à une énergie relative $E_{13} < 300$ keV, à soustraire du spectre expérimental quelque chose de proportionnel à l'espace de phase.

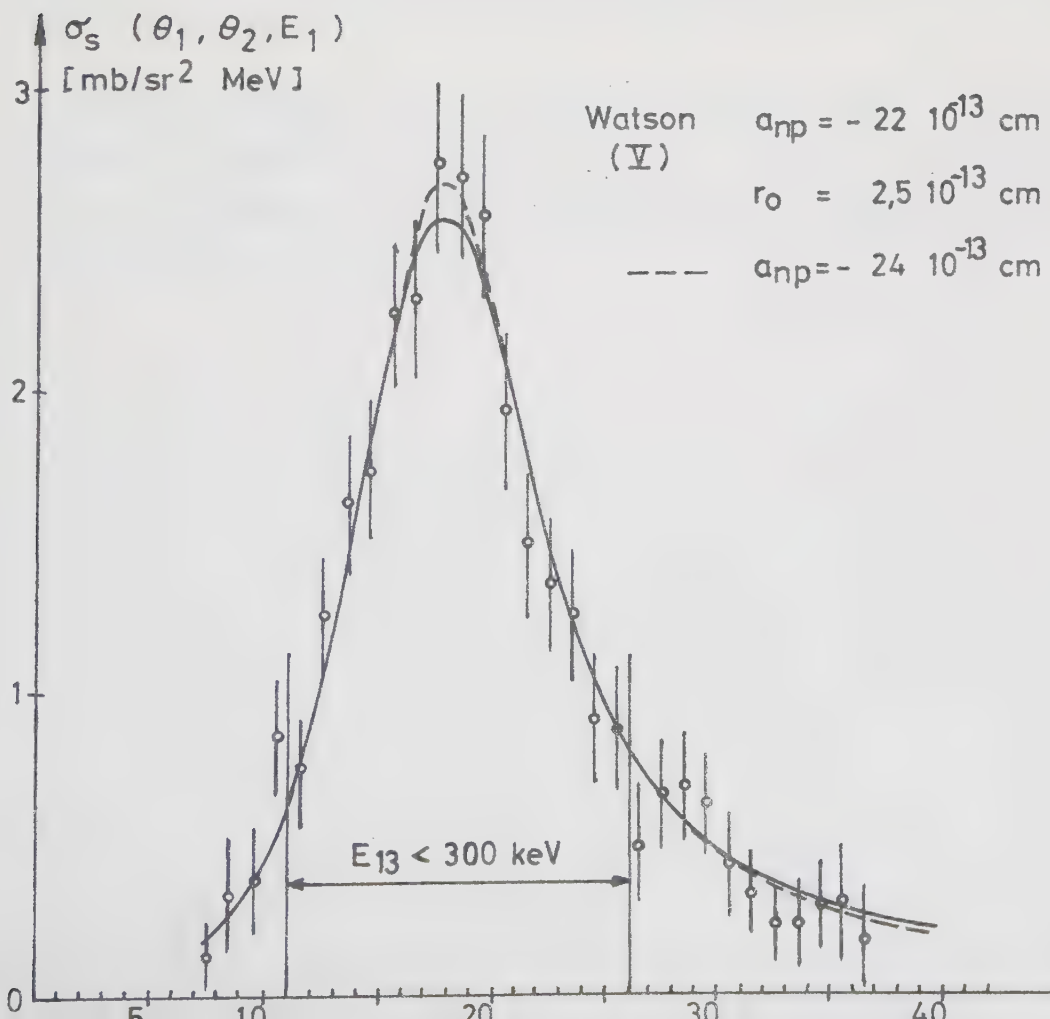
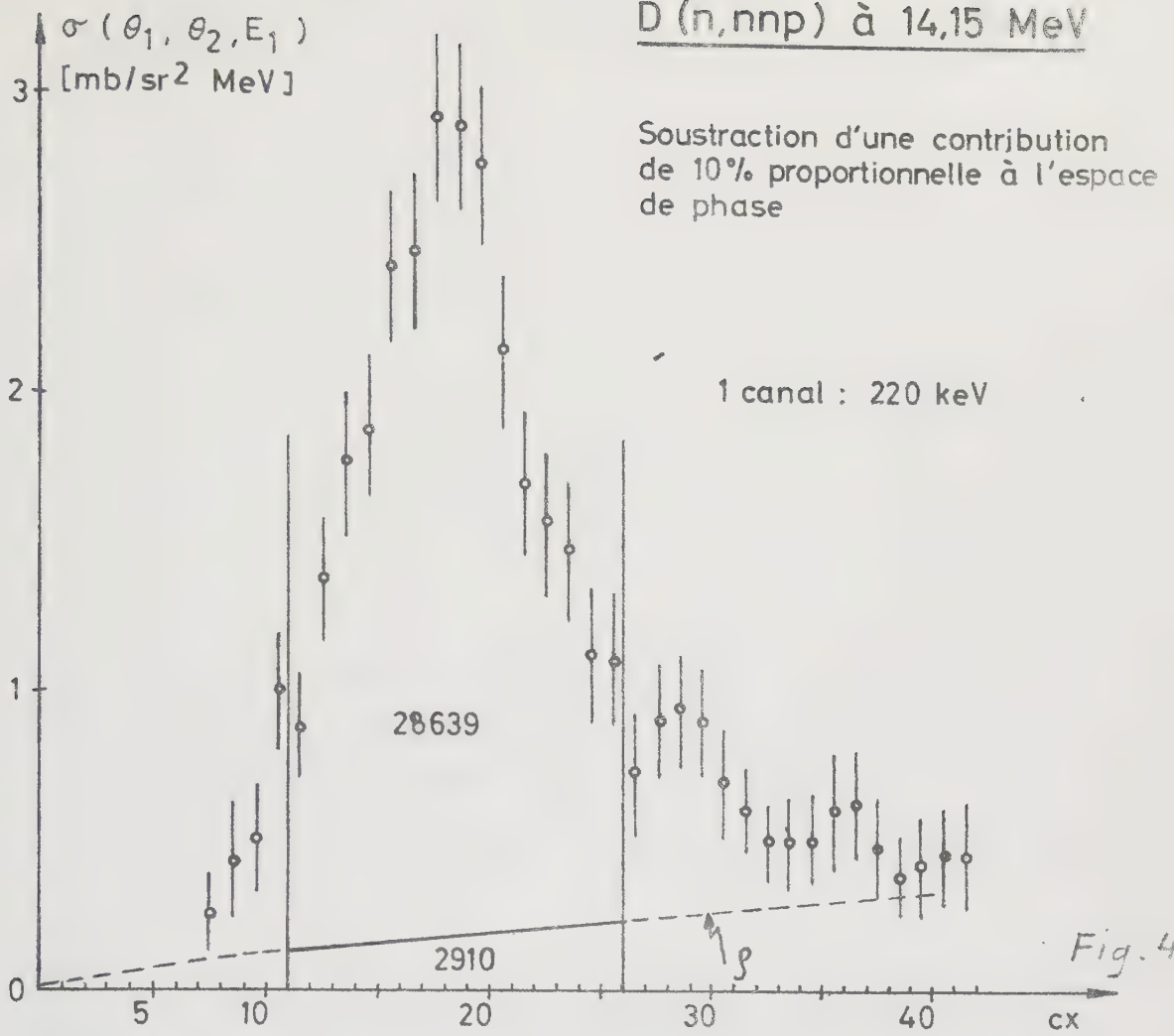
(14) B. Kühn, H. Kumpf, K. Möller et J. Mössner; NP A120 (1968), 285-291

(15) A. Nisler, C. Joseph, V. Volkovic, W. von Witsch, G.C. Phillips; PR 182 (1969), 1083-1094

(16) H. Jeremie et T. Grandy; NP A132 (1969), 571-580

(17) A.F. Kuckes, R. Wilson, P.F. Cooper; Annals of Physics 15 (1961), 193

D (n,nnp) à 14,15 MeV



L'approximation par le diagramme polaire ne nous donnant pas une valeur relative des différentes amplitudes $|gT(jk)|^2$ compatible avec l'expérience, nous nous sommes limités à soustraire une contribution égale à 10% de la surface du spectre mesuré dans les limites $E_{13} < 300$ keV (fig. 42a). Ces 10% sont choisis de façon à améliorer l'adaptation de la courbe calculée aux points expérimentaux qui se trouvent sur le flanc droit du pic et qui sont systématiquement trop hauts lorsqu'on ne considère que le singulet (1,3) (voir fig. 38). Le fait de négliger les interférences, la constatation que notre approximation devient moins bonne lorsque l'énergie E_1 augmente (fig. 40) et l'erreur statistique importante dans le domaine considéré ne donnerait pas grand sens à la détermination de la valeur précise du fond à soustraire qui minimiserait le χ^2 . On peut cependant affirmer, au vu de la fig. 40, que cette valeur est beaucoup plus petite que celle prédite par l'approximation du diagramme polaire.

Dans ce cas, le χ^2 présente un minimum pour $a_{np} = -23,0 \pm 1,7$ fm (fig. 36B, courbe V et fig. 42b). (La fig. 36A, courbe II donne le χ^2 lorsque le spectre n'est pas décalé d'un canal en énergie.)

Ce résultat démontre l'absolue nécessité de tenir compte de tous les éléments de matrice. Il n'est pas possible, à l'énergie considérée, d'isoler suffisamment bien une contribution particulière de façon à pouvoir négliger les autres.

Chap. V - DISCUSSION ET CONCLUSIONS

Le but de ce travail était double; d'une part il s'agissait de mettre au point une technique expérimentale sûre, permettant l'accumulation de données suffisamment précises. D'autre part il fallait voir dans quelle mesure une interprétation basée sur des méthodes courantes d'approximation du problème à 3 corps permettait de tirer des informations sur l'interaction nucléon-nucléon, en particulier la longueur de diffusion singulet proton-neutron.

Du point de vue expérimental, le problème a pu être résolu de façon satisfaisante. Si une mesure de ce genre devait être reprise, l'expérience acquise permettrait de raccourcir sensiblement le temps de collection des données ou, à durée égale, d'améliorer la statistique. En effet, l'utilisation des redondances a permis d'effectuer une réjection très efficace des événements parasites et autoriserait un rythme d'accumulation plus élevé.

Nous avons constaté, en outre, qu'une partie importante du bruit de fond provenait des γ . Une discrimination neutrons- γ (protons-électrons), en particulier pour le # 3, éliminerait une bonne proportion d'événements parasites.

Une meilleure résolution dans la mesure de l'énergie du proton de la réaction augmenterait l'efficacité de la redondance correspondante pour la discrimination du bruit de fond. Un scintillateur de C_6D_6 cylindrique et de plus grand volume apporterait une amélioration sensible tout en augmentant, à flux de neutrons de 14 MeV égal, le rendement global de l'expérience.

Enfin, il devrait être possible d'améliorer l'efficacité des détecteurs de neutrons, sans pour autant perdre en résolution de temps de vol, en utilisant deux scintillateurs placés l'un derrière l'autre, chacun d'eux étant monté sur son propre phototube. Un système d'identification permettrait de savoir de quel phototube est issue l'impulsion qui commande le CTA. Cette information, enregistrée sur bande, serait utilisée lors du traitement des données pour tenir compte de la différence des distances de vol.

L'interprétation des résultats se révèle plus délicate. En premier lieu, la précision statistique réduite donne pour les tests de χ^2 des courbes relativement "larges". Les améliorations du dispositif expérimental discutées ci-dessus permettraient de remédier à cet état de chose.

Les difficultés d'étalonnage qui sont apparues au cours du traitement des données ne paraissent pas avoir une influence considérable sur le résultat. De plus, l'emploi de phototubes spécialement choisis et associés à des mises en forme temporelles de conception différente éliminerait en grande partie les imprécisions observées.

Notre méthode de simulation des spectres expérimentaux à partir des prédictions théoriques néglige complètement les effets de diffusions multiples qui peuvent se produire dans le #3 et qui contribuent à élargir la distribution expérimentale. Etant donné les dimensions réduites de ce détecteur, cette simplification se justifie; cependant l'utilisation d'une cible plus volumineuse rendrait nécessaire l'élaboration d'un programme de calcul basé sur la méthode de Monte-Carlo et qui donnerait des spectres en temps de vol directement comparables avec l'expérience, compte tenu des diffusions multiples et des effets dus à l'extension et à l'épaisseur des compteurs.

Les essais de détermination d'une valeur de a_{np} que nous avons faits nous paraissent amener 5 remarques :

1. Sans une amélioration substantielle de la précision statistique, et dans l'état actuel des interprétations théoriques utilisables, la valeur extraite pour a_{np} d'une mesure complète comme la nôtre est entachée d'une erreur de l'ordre de 20%.
2. Les contributions autres que le pôle prédominant (singulet (1,3)) doivent être prises en considération pour établir correctement la forme de la courbe, même au voisinage du pôle.

3. Les valeurs relatives des différentes contributions doivent être connues pour une extraction exacte des longueurs de diffusion. Les approximations actuelles ne donnent pas de prédictions suffisantes sur ce point pour le domaine d'énergie considéré. La soustraction d'une contribution proportionnelle à l'espace de phase (élément de matrice constant), simulant l'effet du triplet, modifie de près de 3 fm la valeur de a_{np} vers celle obtenue à 2 corps.
4. Dans l'hypothèse d'une mesure avec une bonne statistique, il serait nécessaire de tenir compte des effets d'interférence lors d'une analyse de forme des résultats.
5. Un effort particulier doit être fait, dans ce type d'expérience, pour assurer la valeur absolue de la section efficace. Cette grandeur, plus que la forme de la distribution, permettra de déterminer avec précision les longueurs de diffusion lorsque des techniques de calcul permettront de traiter de façon satisfaisante le problème à 3 corps.

Remerciements

Je désire conclure en exprimant ma gratitude à toutes les personnes sans l'aide desquelles ce travail aurait été impossible.

Mes remerciements vont tout particulièrement au prof. J. Rossel qui a suivi de très près le déroulement de cette expérience et dont les conseils et suggestions m'ont été d'un secours inestimable; au prof. C. Zangger qui a eu l'idée du sujet de cette recherche; et au prof. J.-P. Amiet pour l'intérêt qu'il a montré pour les problèmes à 3 corps.

J'aimerais aussi remercier très sincèrement M. J.-P. Egger de son étroite collaboration du début à la fin de ce travail; MM. J. Jaquet et J.-L. Morat qui ont assuré sans défaillance le bon fonctionnement de l'appareillage et de l'accélérateur; les Dr E. Graf et C. Nussbaum ainsi que M. W. Neumann qui m'ont fait bénéficier de l'expérience qu'ils ont acquise dans leurs domaines respectifs.

Ce travail a bénéficié de l'appui du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique auquel je tiens à dire ma reconnaissance.

Appendice A. - CINEMATIQUE

Choix d'une situation expérimentale favorable pour la mise en évidence de l'interaction (n,p) dans l'état final

La fig. A 1 définit les conventions utilisées pour les angles et la numérotation des particules.

Les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie s'écrivent :

$$(A1) \quad \vec{p}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3$$

$$(A2) \quad E_0 + Q = E_1 + E_2 + E_3 \quad \text{ou} \quad \frac{p_0^2}{2m_0} + Q = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + \frac{p_3^2}{2m_3} \quad \text{avec} \quad p_i = \sqrt{2m_i E_i}$$

Ces deux équations permettent d'éliminer les grandeurs cinématiques relatives au proton (3). Il vient :

$$(A3) \quad E_1(m_1+m_3)+E_2(m_2+m_3) +2 \sqrt{m_1 m_2 E_1 E_2} \cos \theta_{12} -2 \sqrt{m_0 m_1 E_0 E_1} \cos \theta_1 \\ -2 \sqrt{m_0 m_2 E_0 E_2} \cos \theta_2 = m_3 Q + E_0(m_3-m_0) \\ \text{avec : } \cos \theta_{12} = \frac{\vec{p}_1 \vec{p}_2}{p_1 p_2}, \quad \cos \theta_1 = \frac{\vec{p}_0 \vec{p}_1}{p_0 p_1}, \quad \cos \theta_2 = \frac{\vec{p}_0 \vec{p}_2}{p_0 p_2}$$

θ_1 et θ_2 sont les angles polaires définis par la fig. A 1.

Dans le cas particulier de la réaction $n+d \rightarrow n+n+p$, si l'on admet $m_n \approx m_p$, l'équation (A3) devient avec $m_0=m_1=m_2=m_3=1$:

$$(A4) \quad \boxed{E_1+E_2 + \cos \theta_{12} \sqrt{E_1 E_2} - \sqrt{E_0} \cos \theta_1 \sqrt{E_1} - \sqrt{E_0} \cos \theta_2 \sqrt{E_2} - \frac{Q}{2} = 0}$$

On obtient l'équation correspondant à l'élimination des variables cinématiques d'une autre particule simplement en changeant les indices.

En considérant E_2 comme une fonction du paramètre E_1 , l'éq. (A4) peut se mettre sous la forme :

$$(A5) \quad E_2 - 2 B(E_1) \cdot \sqrt{E_2} + C(E_1) = 0 \\ \text{avec : } -2B = \cos \theta_{12} \sqrt{E_1} - \cos \theta_2 \sqrt{E_0} \\ C = E_1 - \sqrt{E_0} \cos \theta_1 \sqrt{E_1} - \frac{Q}{2}$$

La solution de cette équation est : $\sqrt{E_2} = B \pm \sqrt{B^2 - C}$. Si $B^2 - C > 0$, E_2 a deux valeurs possibles, $E_2^\pm$, pour une valeur donnée de E_1 . Si $B^2 - C = 0$, on obtient les valeurs extrêmes que peut prendre E_1 .

L'équation (A5) représente donc une fonction biunivoque dans le plan (E_1, E_2) , pour θ_1, ϕ_1 et θ_2, ϕ_2 donnés. Elle détermine une courbe fermée appelée courbe cinématique. Seule la portion de celle-ci comprise dans le premier quadrant a une signification physique ($E_1 \geq 0$, $E_2 \geq 0$). Tout événement nucléaire dont le point représentatif dans (E_1, E_2) n'est pas situé sur cette courbe peut être considéré comme provenant d'une coïncidence fortuite ou d'un événement parasite. On voit ici l'avantage que procure la mesure d'un nombre suffisant de paramètres cinématiques pour l'élimination du bruit de fond.

Remarque : Une expérience est dite "complète" lorsqu'on mesure assez de paramètres pour pouvoir reconstruire entièrement la cinématique de chaque événement particulier. Parmi les 9 paramètres utilisés pour décrire une réaction à 3 corps, seuls 5 paramètres sont indépendants à cause des lois de conservation. Il suffirait donc de déterminer, par exemple, la direction d'émission de deux particules (θ_i, ϕ_i et θ_j, ϕ_j) et une des énergies (E_i) pour qu'une mesure soit complète. Il subsiste néanmoins l'ambiguïté de la double valeur de E_j , et l'absence de paramètre redondant interdit toute discrimination du bruit de fond.

Connaissant l'expression $E_2 = f(E_1)$, on peut facilement à l'aide de la loi de conservation de l'énergie déterminer $E_3 = f(E_2)$ et $E_3 = f(E_1)$, toujours pour θ_1, ϕ_1 et θ_2, ϕ_2 donnés. Ces courbes sont représentées sur les figures (A2), (A3) et (A4).

La valeur de l'énergie relative pour chaque paire (i,j) de particules est donnée par :

$$(A6) \quad E_{ij} = \frac{(\vec{p}_i - \vec{p}_j)^2}{2\mu_{ij}} \quad \text{avec} \quad \mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$$

Nous calculerons successivement E_{12} , E_{13} et E_{23}

a) $E_{12} = f(E_1)$

$$E_{12} = \frac{p_1^2 + p_2^2 - 2\vec{p}_1 \vec{p}_2}{2\mu_{12}} = \frac{1}{\mu_{12}} (m_1 E_1 + m_2 E_2 - \sqrt{m_1 m_2} \cos \theta_{12} \sqrt{E_1} \sqrt{E_2})$$

Pour la réaction étudiée : $m_0=m_1=m_2=m_3=1$, $\mu_{12} = \frac{1}{2}$

Comme E_2 a 2 valeurs pour E_1 donné, E_{12} sera aussi une fonction à 2 déterminations :

$$(A7) \quad E_{12}^{\pm} = \frac{1}{2} (E_1 + E_2^{\pm}(E_1) - \cos \theta_{12} \sqrt{E_1} \sqrt{E_2^{\pm}(E_1)})$$

b) $E_{13} = f(E_1)$

$$E_{13} = \frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_3)^2}{2\mu_{13}} = \frac{(2\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_0)^2}{2\mu_{13}}$$

En développant $(2\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_0)$ et en utilisant l'équation (A3) on obtient après quelques calculs :

$$E_{13} = \frac{1}{\mu_{13}} \{2E_1(m_1-m_3) - E_2(m_2+2m_3) + E_0(2m_3-m_0) + 2m_3Q + 2\sqrt{m_0m_2}\sqrt{E_0E_2} \cos \theta_2\}$$

Pour $m_0=m_1=m_2=m_3=1$ et $\mu_{13} = \frac{1}{2}$ on a :

$$(A8) \quad E_{13}^{\pm} = -\frac{3}{2} E_2^{\pm}(E_1) + \cos \theta_2 \sqrt{E_0} \sqrt{E_2^{\pm}(E_1)} + Q + \frac{E_0}{2}$$

c) $E_{23} = f(E_1)$

$$E_{23} = \frac{(\vec{p}_2 - \vec{p}_3)^2}{2\mu_{23}} = \frac{(\vec{p}_1 + 2\vec{p}_2 - \vec{p}_0)^2}{2\mu_{23}}$$

Par un calcul semblable au précédent il vient :

$$E_{23} = \frac{1}{\mu_{23}} \{-(m_1+2m_3)E_1 + 2(m_2-m_3)E_2 + (2m_3-m_0)E_0 + 2m_3Q + 2\sqrt{m_0m_1}\sqrt{E_0E_1} \cos \theta_1\}$$

Pour $m_0=m_1=m_2=m_3=1$ et $\mu_{23} = \frac{1}{2}$:

$$(A9) \quad E_{23} = -\frac{3}{2} E_1 + \frac{E_0}{2} + Q + \sqrt{E_0} \cos \theta_1 \sqrt{E_1}$$

Dans ce cas, E_{23} n'a qu'une seule détermination. Les courbes données par (A7), (A8) et (A9) sont reportées sur les graphiques (A2) à (A4).

Le choix d'une situation expérimentale se fait en déterminant la paire de nucléons dont on veut annuler l'énergie relative (par exemple la paire 1,3) et en fixant les énergies cinétiques E_1 et E_2 dans le système du laboratoire lorsque $E_{13} = 0$.

Comme l'énergie disponible est de $14,15 - 2,125 \approx 11,93$ MeV, soit environ 4 MeV par nucléon, on posera $E_1 \approx E_2 \approx 4$ MeV. Ainsi les 3 particules sont facilement détectables dans la région où se manifeste l'interaction dans l'état final. En choisissant de plus une géométrie coplanaire telle que $\theta_{12} = \theta_1 + \theta_2$, θ_2 et θ_1 sont respectivement calculés à l'aide des équations (A8) et (A4).

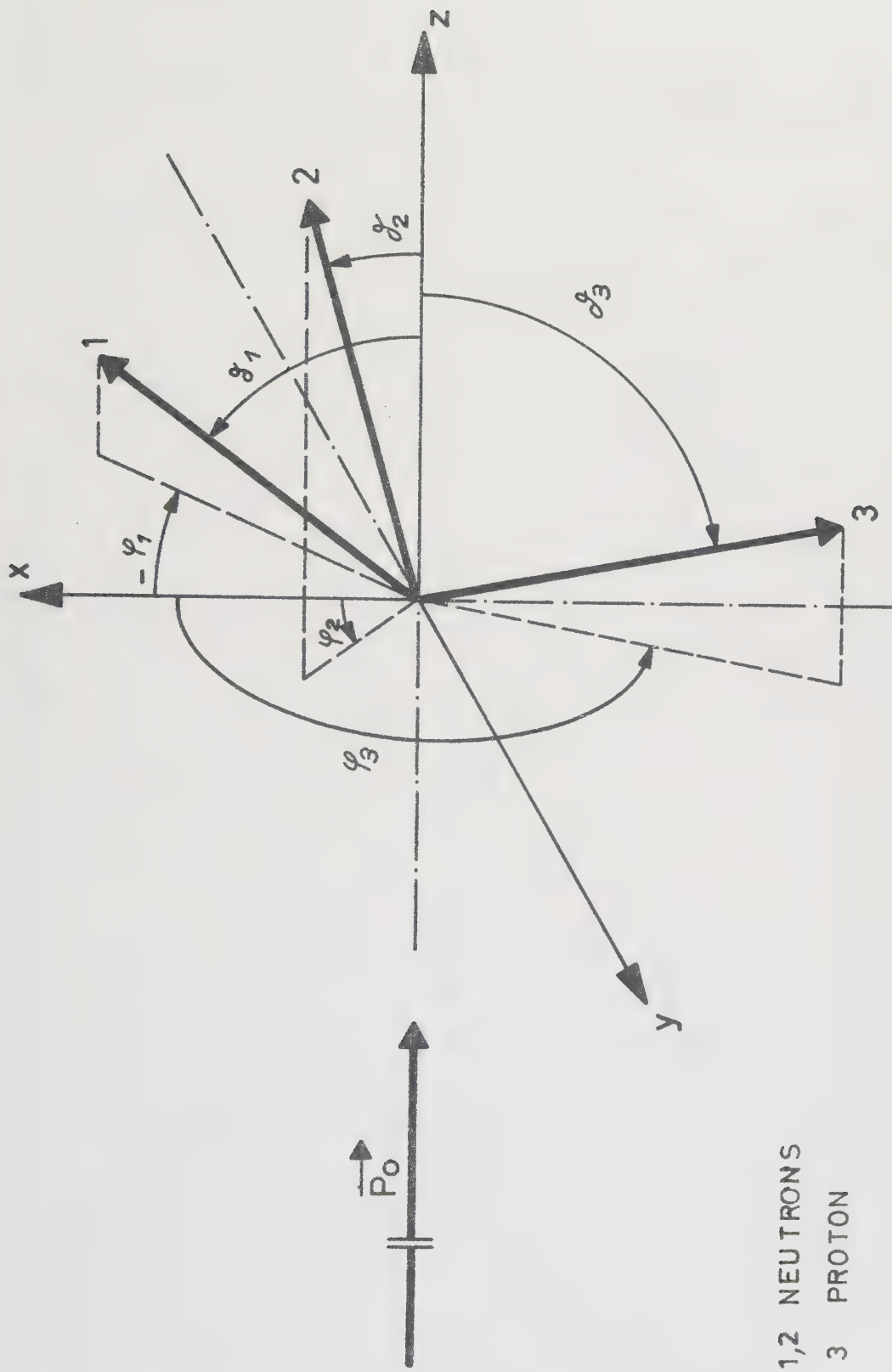
Les valeurs exactes pour la mesure que nous avons faite sont :

$\theta_1 = 29^\circ 15'$	$\theta_2 = 79^\circ 45'$	$\theta_{12} = 109^\circ$
$E_1 = 3,90$ MeV	$E_2 = 4,10$ MeV	$E_3 = 3,95$ MeV

De façon absolument symétrique, si l'on avait choisi de fixer les angles d'émission du neutron 2 et du proton, on aurait obtenu les mêmes valeurs en permutant 1 et 3 :

$\theta_3 = 29^\circ 15'$	$\theta_2 = 79^\circ 45'$	$\theta_{23} = 109^\circ$
$E_3 = 3,90$ MeV	$E_2 = 4,10$ MeV	$E_1 = 3,95$ MeV

Les raisons pour lesquelles on détecte les deux neutrons sont exposées au chap. II.



1,2 NEUTRONS
3 PROTON

Fig. A1

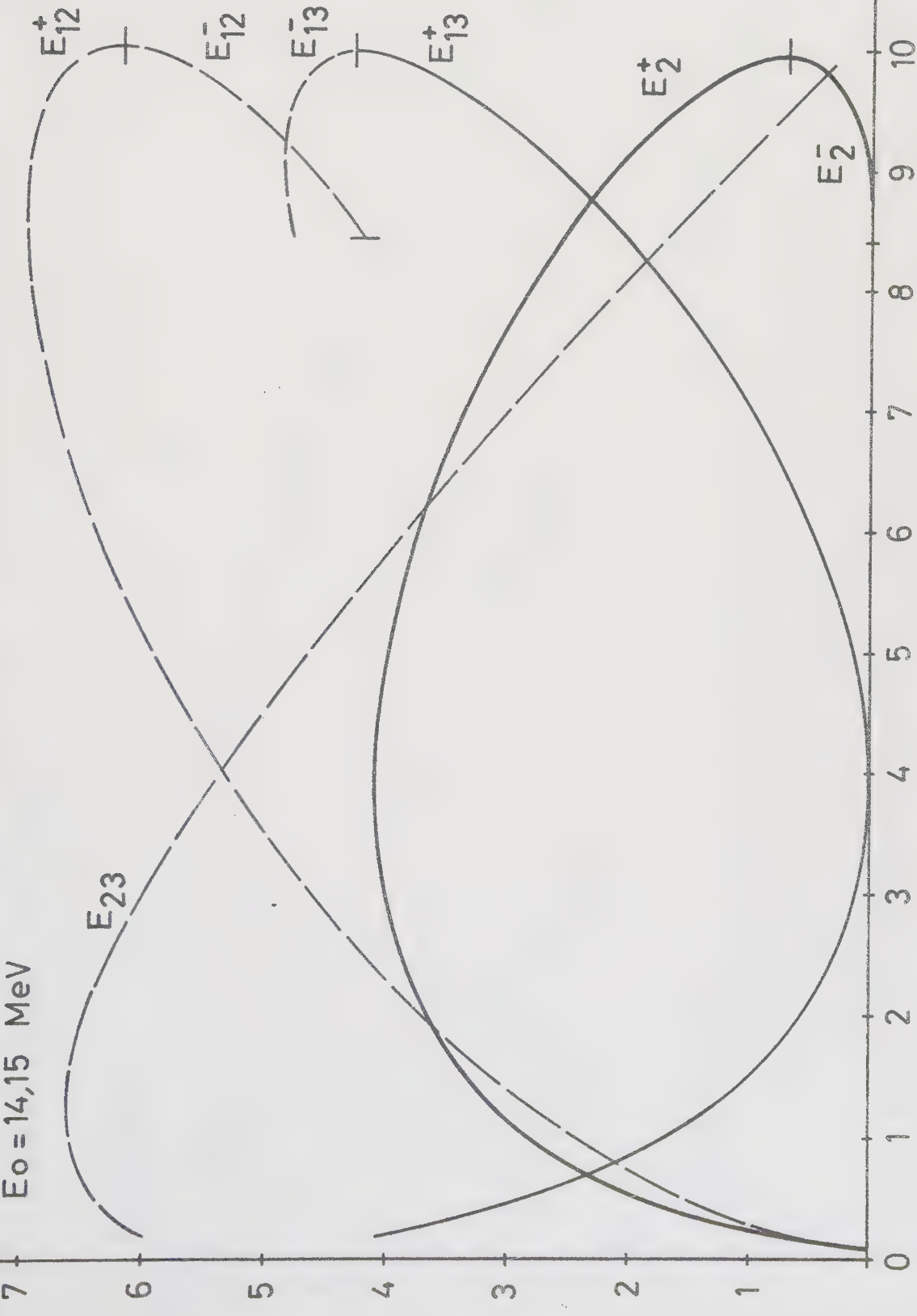
Courbe cinématique $E_2^{\pm} = f(E_1)$ avec les énergies relatives

$$E_{12}^{\pm} = f(E_1), E_{13}^{\pm} = f(E_1) \text{ et } E_{23} = f(E_1)$$

$E_0 = 14,15 \text{ MeV}$

$E_2 [\text{MeV}]$
 $(\theta_2 = 80^\circ)$

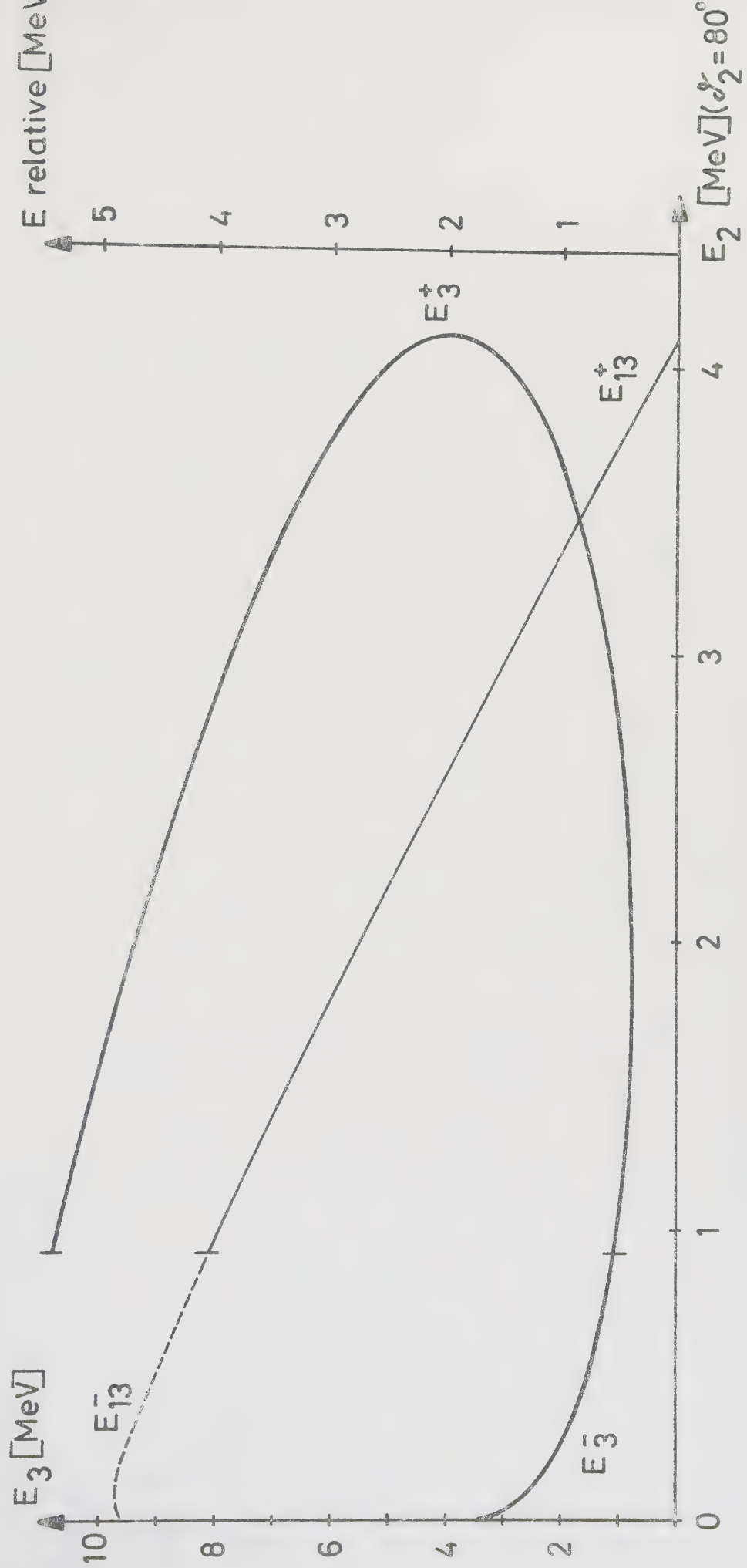
$E \text{ relative} [\text{MeV}]$
 $E_1 [\text{MeV}] (\theta_1 = 29^\circ)$



$n+d \rightarrow n+n+p$

Courbe cinématique $E_3=f(E_2)$ avec l'énergie relative $E_{13}=f(E_2)$

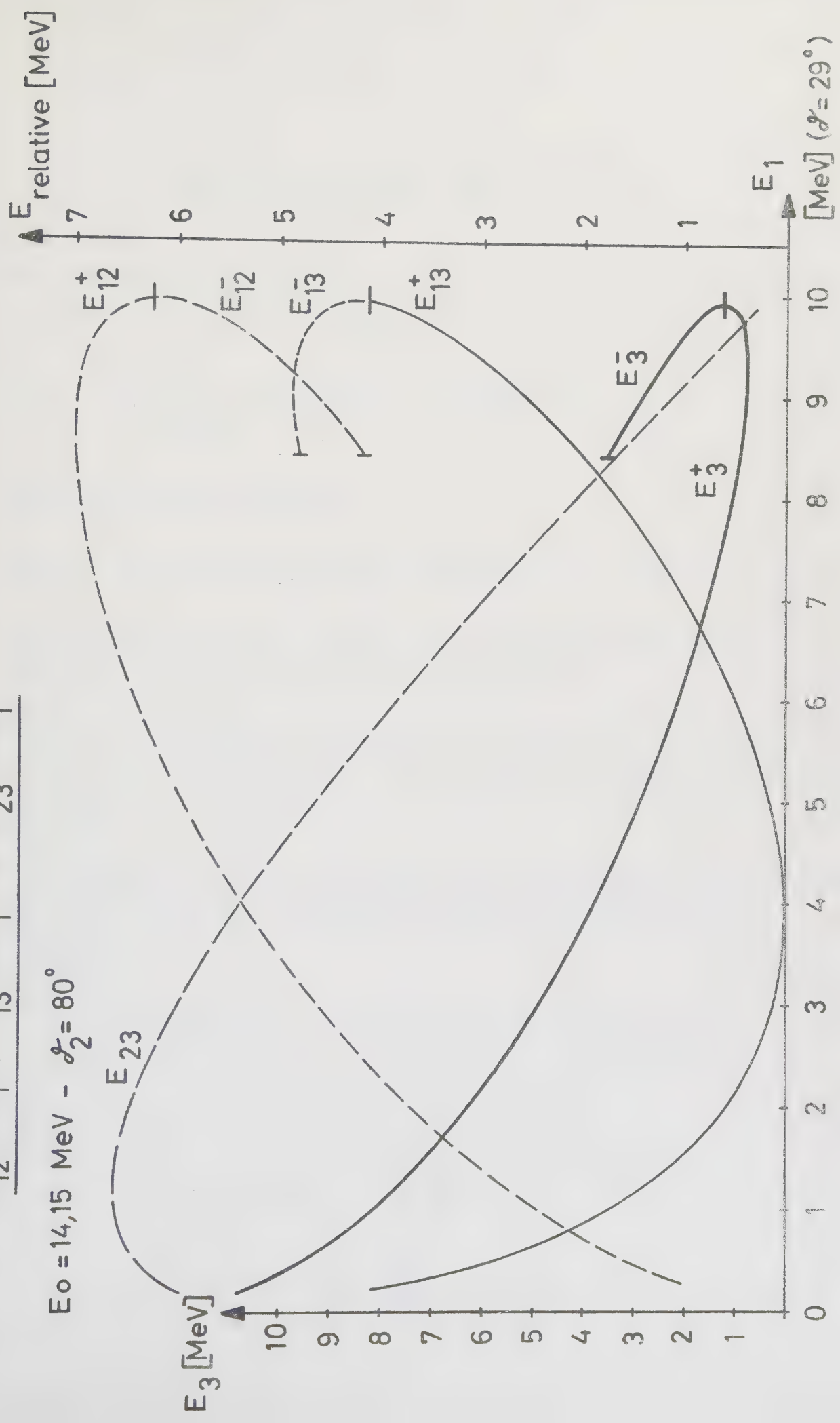
$E_0 = 14,15 \text{ MeV} - \theta_1 = 29^\circ$



Courbe cinématique $E_3^\pm = f(E_1)$ avec les énergies relatives

$E_{12}^\pm = f(E_1)$, $E_{13}^\pm = f(E_1)$ et $E_{23} = f(E_1)$.

$E_0 = 14,15 \text{ MeV}$ - $\vartheta_2 = 80^\circ$



Appendice B. - ESPACE DE PHASE

Par définition, le nombre total d'états dans l'espace de phase accessibles aux particules émises dans la réaction est :

$$(B1) \quad \rho_T \sim \int_{\vec{p}_1} \int_{\vec{p}_2} \int_{\vec{p}_3} d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 d\vec{p}_3 \delta \left(E - \sum_{i=1}^3 \frac{p_i^2}{2m_i} \right) \delta \left(\vec{p}_0 - \sum_{i=1}^3 \vec{p}_i \right)$$

avec, en coordonnées sphériques :

$$(B2) \quad d\vec{p}_i = p_i^2 \sin \theta_i d\theta_i d\phi_i dp_i = p_i^2 dp_i d\Omega_i$$

Les fonctions δ assurent la conservation de l'énergie $E = E_0 + Q$ et de l'impulsion totale $\vec{p}_0$ dans le système du laboratoire.

Nous nous intéressons ici au nombre d'états accessibles lorsque le neutron est émis avec l'impulsion p_1 dans l'angle solide $d\Omega_1$, alors que le neutron est émis dans l'angle solide $d\Omega_2$, c'est-à-dire à la quantité $\rho_{12} = \rho(p_1, \Omega_1, \dots) dp_1 d\Omega_1 d\Omega_2$.

Les intégrations dans (B1) doivent être faites sur toutes les valeurs de $\vec{p}_1$ et sur les valeurs que peut prendre p_2 lorsque le neutron 2 est émis sous l'angle θ_2 :

$$\rho_{12} \sim d\vec{p}_1 \int_{\vec{p}_2} d\vec{p}_2 \int_{\vec{p}_3} d\vec{p}_3 \cdot \delta \left(E - \sum_{i=1}^3 \frac{p_i^2}{2m_i} \right) \cdot \delta \left(\vec{p}_0 - \sum_{i=1}^3 \vec{p}_i \right)$$

Comme $\vec{p}_3 = \vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2$, on peut facilement intégrer sur $\vec{p}_3$:

$$\begin{aligned} \rho_{12} &\sim d\vec{p}_1 \int_{\vec{p}_2} d\vec{p}_2 \int_{\vec{p}_3} d\vec{p}_3 \cdot \delta \left(E - \sum_{i=1}^3 \frac{p_i^2}{2m_i} \right) \cdot \delta \left(\vec{p}_3 - \vec{p}_0 + \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \right) \\ &= d\vec{p}_1 \int_{\vec{p}_2} d\vec{p}_2 \cdot \delta \left(E - \frac{p_1^2}{2m_1} - \frac{p_2^2}{2m_2} - (\vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 \right) \cdot \frac{1}{2m_3} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= d\vec{p}_1 \int_{p_2} d\vec{p}_2 \cdot \delta(E - \frac{p_1^2}{2m_1} - \frac{p_2^2}{2m_2} - \frac{1}{2m_3} (p_0^2 + p_1^2 + p_2^2 + 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 - 2\vec{p}_0 \cdot \vec{p}_1 - 2\vec{p}_0 \cdot \vec{p}_2)) \\
 &\equiv d\vec{p}_1 \int_{p_2} d\vec{p}_2 \cdot \delta(f(p_2))
 \end{aligned}$$

En appliquant la relation : $\delta(f(x)) = \sum_n \frac{1}{|f'(x_n)|} \delta(x - x_n)$

avec : $f(x_n) = 0$ et $f'(x_n) \neq 0$

on obtient successivement :

$$f(p_2) = E - \frac{p_1^2}{2} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_3} \right) - \frac{p_2^2}{2} \left(\frac{1}{m_2} + \frac{1}{m_3} \right) - \frac{p_0^2}{2m_3} + \frac{1}{m_3} (\vec{p}_0 \cdot \vec{p}_1 + \vec{p}_0 \cdot \vec{p}_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)$$

Les zéros de $f(p_2)$ se trouvent en $p_2 = p_2^0$, p_2^0 étant la solution en fonction de p_1 de l'équation cinématique (A3- appendice A).

$$|f'(p_2)| = \left| -p_2 \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_3} \right) + \frac{1}{m_3} p_0 \cos \theta_2 - \frac{1}{m_3} p_1 \cos \theta_{12} \right|$$

$$= \frac{1}{m_3} \left| p_2 \frac{m_2 + m_3}{m_2} - p_0 \cos \theta_2 + p_1 \cos \theta_{12} \right|$$

$|f'(p_2)| \neq 0$ si $p_2 = p_2^0$, sauf à l'endroit où la courbe cinématique $p_2 = f(p_1)$ devient parallèle à l'axe p_2 , c'est-à-dire pour $p_1(\max)$.

Donc :

$$\rho_{12} \sim d\vec{p}_1 \int_{p_2} d\vec{p}_2 \cdot p_2^2 d\Omega_2 \cdot \frac{m_3 \cdot \delta(p_2 - p_2^0)}{\left| p_2 \frac{m_2 + m_3}{m_2} - p_0 \cos \theta_2 + p_1 \cos \theta_{12} \right|}$$

$$= d\vec{p}_1 \cdot \frac{m_3 p_2^0{}^2 d\Omega_2}{\left| p_2^0 \frac{m_2 + m_3}{m_2} - p_0 \cos \theta_2 + p_1 \cos \theta_{12} \right|}$$

En introduisant l'énergie cinétique $E_1 = \frac{p_1^2}{2m_1}$ et $dp_1 = \frac{m_1}{p_1} dE_1$, il vient en posant $m_1=m_2=m_3=m$ et en tenant compte de (B2) :

$$(B3) \quad \rho_{12} \equiv \rho(E_1, d\Omega_1, d\Omega_2) dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2 = \frac{p_1 \cdot p_2^0 \cdot dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2}{|2p_2^0 - p_0 \cos \theta_2 + p_1 \cos \theta_{12}|}$$

Si les produits de la réaction n'étaient distribués qu'en fonction des états accessibles dans l'espace de phase, l'allure du spectre projeté sur l'axe E_1 que nous obtiendrions est donné par la relation (B3).

La fig. B1 illustre l'allure de l'espace de phase pour des compteurs ponctuels et pour les compteurs utilisés dans la présente expérience. Les deux spectres ont été normés en surface.

Espace de phase

$\beta(E_1, \Omega_1, \Omega_2)$

[unités arbitraires]

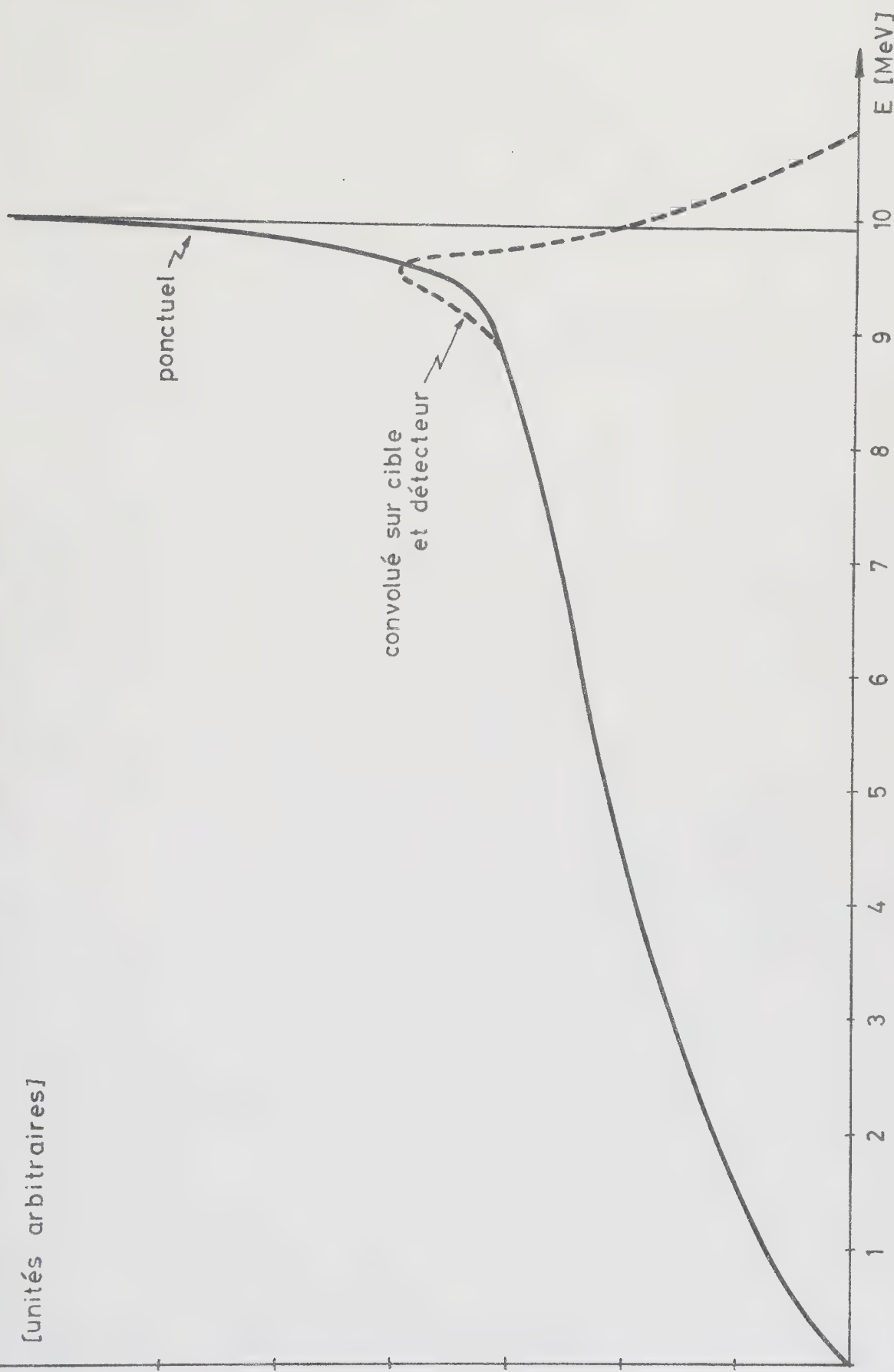


Fig. B1

C u r r i c u l u m v i t a e

Nom : LUNKE
Prénom : Claude
Né le : 5.7.1937 à Southend-on-Sea (Angleterre)
Commune d'origine : Schaffhouse

1945 - 1949 : Ecole primaire de Couvet (NE)
1949 - 1953 : Collège Latin de Neuchâtel, section classique
1953 - 1956 : Gymnase Cantonal de Neuchâtel. Maturité fédérale type B
1956 - 1962 : Etudes de physicien à l'Institut de Physique de
l'Université de Neuchâtel
1962 : Diplôme de physicien
1962 - 1970 : Assistant du prof. J. Rossel à l'Institut de Physique
de Neuchâtel. Domaine de recherche : spectrométrie de
neutrons puis étude de la réaction $D(n,nnp)$ à 14 MeV.
Participation à d'autres travaux sur les noyaux légers :
réactions ${}^7\text{Li}(d,\alpha)n$ (Neuchâtel) et $D(p,2p)n$ (Cyclotron
de Grenoble).

Neuchâtel, le 28 mai 1970

